PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 7. 1. April 1908. Redaktionsschluß für No. 8 am 6. April 1908. 9. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

P. Zeeman, Beobachtung der magnetischen Auflösung von Spektrallinien mittels der Methode von Fabry und Perot. S. 209.

P. Gmelin, Über die unsymmetrische Zerlegung der gelben Quecksilberlinie 5790 im magnetischen Felde. S. 212.

G. A. Schott, Zur Erklärung der Spektrallinien. S. 214.

A. Einstein, Eine neue elektrostatische Methode zur Messung kleiner Elektrizitätsmengen. S. 216.

W. Schmidt, Wassertropfkollektor mit kontinuierlicher Wasserzufuhr. S. 217.

K. Kurz, Zur Erklärung der Unipolarität bei atmosphärischen Zerstreuungsmessungen. S. 218.

C. Fischer, Eine neue Methode der Darstellung elektrischer Kraftlinien. S. 221.

J. K. A. Wertheim Salomonson, Absolute Messung von Kapazität und Selbstinduktion. S. 222.

G. Athanasiadis, Eine Methode zur Messung der Widerstände von Elektrolyten mittels Differentialtelephons. S. 225.

J. J. Taudin Chabot, Durchgehende Leiterverbindung der fortgesetzt drehenden Spule eines Erdinduktors mit dem ruhenden Stromwegteil. S. 226.

Chr. Ries, Entgegengesetztes Verhalten des Selens. S. 228.

B. Walter, Über das Bandenspektrum des Fluorkalziums. S. 233.

E. Sommerfeldt, Über die Untersuchung flüssiger Kristalle im konvergenten polarisierten Licht. S. 234.

J. Wachsmuth, Über die Wärmeleitung in Gemischen zwischen Argon und Helium. S. 235.

Tagesereignisse. S. 240.

Personalien. S. 240.

Gesuche. S. 240.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Beobachtung der magnetischen Auflösung von Spektrallinien mittels der Methode von Fabry und Perot.

Von P. Zeeman.

1. Die von Fabry und Perot[1]) so überaus geistreich ausgearbeitete Methode der halbversilberten Platten übertrifft alle übrigen spektroskopischen Arbeitsweisen durch die Genauigkeit, mit der sich ihre theoretischen Grundlagen praktisch verwirklichen lassen.

Die Hauptaufgabe des Experimentators bei der Anwendung dieser Methode besteht darin, die vollkommene Parallelität der reflektierenden versilberten Platten einzustellen.

Da es sich für mich darum handelte, einige neuere Ergebnisse, die ich bei der Untersuchung der magnetischen Auflösung von Spektrallinien gewonnen hatte[2]), mit einer unabhängigen Methode nachzuprüfen, erschien die Methode von Fabry und Perot als die geeignetste. Insbesondere schien die Möglichkeit gegeben zu sein, die Untersuchung zugleich auf das Verhalten der Linien in schwachen Feldern auszudehnen. Die vorliegende Veröffentlichung soll einer Diskussion der numerischen Ergebnisse vorausgehen. Ich halte es zunächst für sehr unwahrscheinlich, daß Fehler in der Herstellung des Rowlandschen Gitters sich als die Ursache für die von mir beschriebene asymmetrische Auflösung einiger Linien erweisen werden.

1) Fabry et Perot, Ann. de Chim. et de Phys. 1899—1904.

2) Zeeman, Proc. Amsterdam, Nov. 1907.

Die Methode von Fabry und Perot wird in der vorliegenden Arbeit zum ersten Male bei einer Untersuchung über die magnetische Trennung von Spektrallinien angewendet. In der einschlägigen Literatur wird stellenweise die Ansicht zum Ausdruck gebracht, daß die Methode der Interferenzstreifen versilberter Schichten für den in Rede stehenden Gegenstand nicht brauchbar sei. Der hauptsächliche Einwand stützt sich auf den großen Intensitätsverlust in dem Apparate von Fabry und Perot. Die vorliegende Arbeit beweist, daß dieses Bedenken nicht unüberwindlich ist.

2. Von den zwei Formen, in denen die Methode der parallelen Platten angewendet wird haben Fabry und Perot[1]), Lord Rayleigh[2]) und Eversheim[3]) zur tatsächlichen Messung von Wellenlängen die einfachere benutzt, welche auch die weniger kostspielige Apparatur erfordert. Dieser als „Etalon" bezeichneten Form des Instruments habe auch ich den Vorzug gegeben. Hierbei ist der Abstand der versilberten Oberflächen konstant. Die Glasplatten werden seitens justierbarer Federn, die den Druck zu regulieren gestatten, gegen abgerundete Distanzstücke aus Stahl gehalten. Durch Änderung des Druckes können der Stahl und das Glas in außerordentlich geringem Maße deformiert, und damit die genaue Parallelität der Glasplatten erreicht werden;

1) Fabry et Perot, Ann. de Chim. et de Phys. **25**, 12, 1902; C. R. vom 27. März 1904; Fabry et Buisson, C. R. vom 16. Juli 1906; Barnes, Astrophys. Journ. **19**, 190, 1904.

2) Lord Rayleigh, Phil. Mag. **11**, 685, 1906.

3) Eversheim, Zeitschr. f. wissenschaftl. Photographie **5**, 152, 1907.

diese Parallelität ist übrigens bereits von vornherein durch die genaue Bearbeitung der Distanzstücke mit großer Annäherung gewährleistet.

3. Die Theorie für die Vergleichung von Wellenlängen mittels dieses Apparates ist einfach. Sie ist von Fabry und Perot gegeben worden. Wir wollen sie auf die magnetische Auflösung von Spektrallinien, und zwar auf den einfachsten Fall, auf die Teilung in ein Triplett, anwenden.

Es sei λ_0 die Wellenlänge der ursprünglichen Linie, also hernach der mittleren Linie des Tripletts. Ihr entspricht ein System von Ringen. Es sei P_0 die Ordnungszahl des ersten Ringes vom Mittelpunkt aus. Die Ordnungszahl p_0 im Mittelpunkt ist dann gleich der ganzen Zahl P_0, vermehrt um einen Bruch ε_0, also

$$p_0 = P_0 + \varepsilon_0.$$

Für gewöhnlich ist

$$0 < \varepsilon_0 < 1.$$

Der Durchmesser eines Ringes wächst mit ε. Es sei e die Dicke der Luftplatte; dann ist die Ordnungszahl der Interferenz im Mittelpunkt

$$p_0 = \frac{2e}{\lambda}.$$

In einem Winkel i mit der Normalen zur Platte ist die Ordnungszahl der Interferenz $p_0 \cos i$.

Ist x_0 der Winkeldurchmesser des Ringes P_0, so haben wir bei Beobachtung in der Brennebene einer Linse

$$p_0 \cos \frac{x_0}{2} = P_0.$$

Die Entwickelung des cos ergibt:

$$p_0 = P_0 \left(1 + \frac{x_0^2}{8}\right)$$

oder

$$\varepsilon_0 = P_0 \frac{x_0^2}{8}. \qquad (1)$$

Ist λ_r die Wellenlänge der äußeren Komponente des Tripletts nach der roten Seite zu, so ist, wenn P_r, ε_r und x_r die entsprechenden Bedeutungen haben wie P_0, ε_0 und x_0,

$$\varepsilon_r = P_r \frac{x_r^2}{8}.$$

Wir haben nun aber die Gleichung

$$\lambda_0 (P_0 + \varepsilon_0) = \lambda_r (P_r + \varepsilon_r),$$

woraus sich ergibt:

$$\lambda_r = \lambda_0 \frac{P_0}{P_r} \left(1 + \frac{x_0^2}{8} - \frac{x_r^2}{8}\right). \qquad (2)$$

In derselben Weise erhalten wir, wenn wir auf die nach der violetten Seite zu liegende Komponente des Tripletts die Bezeichnungen λ_v, P_v, x_v anwenden,

$$\lambda_v = \lambda_0 \frac{P_0}{P_v} \left(1 + \frac{x_0^2}{8} - \frac{x_v^2}{8}\right). \qquad (3)$$

Für den Fall der Strahlung in einem Magnetfelde läßt sich dieser Ausdruck oft noch vereinfachen. In vielen Fällen können wir

$$P_0 = P_v = P_r \qquad (4)$$

wählen.

Betrachtet man das System von Ringen, welches λ_0 entspricht, während die magnetische Feldstärke langsam, aber stetig gesteigert wird, so sieht man gleichzeitig Ringe, welche sich, von dem System λ_0 ausgehend, nach außen bewegen, und solche, die sich nach innen bewegen. Die Ringe, welche λ_r entsprechen, ziehen sich zusammen, und die, welche λ_v entsprechen, dehnen sich aus.

Von dem Werte p des Etalons und von der Intensität des Magnetfeldes hängt es ab, wie groß die Ausdehnung und die Zusammenziehung der Ringe im Vergleich zu dem Abstande der Ringe λ_0 sein werden.

Durch den Wert von p und durch die maximale Feldstärke wird bestimmt werden, ob im Mittelpunkte neue Ringe auftreten, beziehungsweise alte verschwinden werden.

Für den Fall, daß man zur Messung nicht die kleinsten Ringe wählt, daß dagegen die Ringe λ_r und λ_v, welche aus demselben Ringe λ_0 hervorgehen, zur Messung geeignet sind, kann ε größer werden als die Einheit.

Wählt man die Ringe nach dieser Angabe, so ist die Gleichung (4) anwendbar, und man kann λ_r und λ_v aus den Winkeldurchmessern der Ringe und aus dem als bekannt vorausgesetzten Werte von λ_0 bestimmen. Das Ergebnis ist dann von dem genauen Werte für die Dicke der Luftplatte unabhängig.

Natürlich wird die Lage der neuen Ringe zwischen den Ringen λ_0 bei einem gegebenen Werte der magnetischen Feldstärke von der Dicke der Luftplatte abhängen, und das, was wir als „Empfindlichkeit" des Ringsystems gegen magnetische Kräfte bezeichnen können, wird mit der Dicke der Luftplatte zunehmen. Eine Grenze für diese Empfindlichkeit wird (oft nur zu schnell) infolge der tatsächlichen Breite der betrachteten Spektrallinien erreicht.

In manchen Fällen wird es wünschenswert sein, zur Messung Ringe zu wählen, die von den drei charakterisierten verschieden sind. Die Bedeutung von P bietet keine Schwierigkeiten; P bedeutet immer die Ordnungszahl des gemessenen Ringes.

Wenn indessen P_0 von P_r oder P_v verschieden ist, so müssen ihre Werte für die Berechnung nach (2) und (3) bekannt sein. Auch in diesem Falle braucht man den Wert von P_0 nur angenähert zu kennen, man muß jedoch über die Differenz zwischen P_0 und den übrigen Ordnungszahlen sicher sein.

4. Außer der aus der Gleichung (4) sich ergebenden Vereinfachung ist noch eine andere

bei der Untersuchung der Strahlung in einem Magnetfelde zu beachten.

Ich meine, daß die Größe $e = p\frac{\lambda}{2}$, die optische Dicke der Luftplatte, als eine absolute Konstante behandelt werden kann.

Für gewöhnlich hängt diese Dicke von λ ab. Infolge der Phasenänderung durch Reflexion an dem Silber, die sich mit der Wellenlänge ändert, erfordert die Vergleichung verschiedenfarbiger Ringsysteme schließlich die Kenntnis der optischen Schichtdicke für jede einzelne Farbe.

Es ist klar, daß bei der Anwendung auf den Gegenstand unserer gegenwärtigen Untersuchung nur Ringsysteme in Frage kommen, die Strahlen entsprechen, welche sich in bezug auf ihre Wellenlänge nur äußerst wenig von-

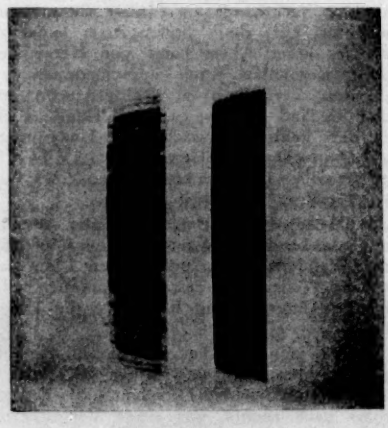


Fig. 1.

einander unterscheiden, und daß daher die Änderung der Schichtdicke mit der Wellenlänge nicht in Rechnung gezogen zu werden braucht.

5. Die Figuren 1 und 2 mögen eine Vorstellung von dem Aussehen der magnetischen Auflösung der Spektrallinien bei Beobachtung nach der Methode von Fabry und Perot geben. Diese Figuren sind etwa sechsfache Vergrößerungen von Negativen, die mit einem Etalon mit einem Abstand von nahezu 5 mm zwischen den Platten aufgenommen worden sind. Die Lichtquelle im Magnetfelde war eine kleine mit Quecksilber beschickte Vakuumröhre. Die Ordnungszahl der Interferenz im Mittelpunkt ist für die Quecksilberlinie 5791 Å.-E. bei 16° ungefähr 17265,7.

Das Ringsystem würde in der Brennebene einer kleinen achromatischen Linse von 18 mm Apertur und 12 cm Brennweite gebildet. Die Brennebene fällt genau mit der Spaltebene eines kleinen Spektroskopes zusammen. Wenn der Spalt weit geöffnet ist, so erscheint jede Spektrallinie als ein Rechteck mit hellen Ringen oder Ringstücken, wie es sich zufällig ergibt. Der in den Figuren wiedergegebene Teil des Spektrums entspricht den beiden gelben und der grünen Quecksilberlinie. In Fig. 1 sind die beiden den beiden gelben Linien entsprechenden Rechtecke übereinander gelagert. Die grüne Quecksilberlinie ist stark überexponiert. Die magnetische Feldstärke betrug bei den Figuren 1 und 2 ungefähr 5000 Gauß.

Es bietet einen sehr schönen Anblick, die in Bewegung begriffenen Ringsysteme zu beob-

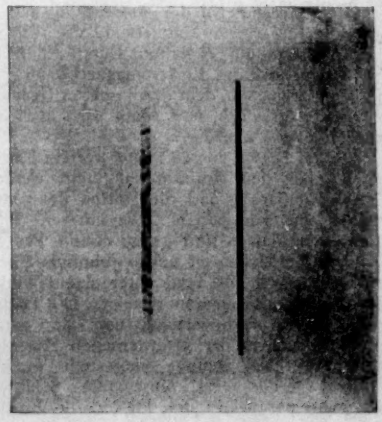


Fig. 2.

achten, während die magnetische Feldstärke langsam gesteigert wird. Man sieht dann, wie sich die Ringe λ_r und λ_0 zunächst einander nähern, dann zusammenfallen, sich wieder trennen, bei einem Werte der Feldstärke von ungefähr 15 000 Gauß mit dem nächsten Ring λ_0 zusammenfallen, über diesen Ring fortgehen, usw.

Für Meßzwecke ist es erforderlich, die Spaltbreite, wie bei Figur 2 geschehen, zu vermindern. Infolge der Temperatursteigerung haben sich die Ringe etwas erweitert.

6. Bei Messungen, über welche ich in einer späteren Veröffentlichung zu berichten gedenke, habe ich nicht nur die oben geschilderte Durchmessermethode benutzt, sondern auch die „Methode der Koinzidenzen" für die einzelnen Werte der Magnetfeldstärke, welche λ_r

und λ_r oder λ_r und λ_v mit λ_0 zum Zusammenfallen bringen.

Über die der Koinzidenzenmethode anhaftenden Schwierigkeiten bemerken Fabry und Perot[1]):

„Même avec ce perfectionnement, la méthode présentait des inconvénients assez graves:

1°. La nécessité d'éclairer simultanément l'appareil par les deux sources entraîne des pertes de lumière assez importantes;

2°. Les coïncidences ne sont bien observables que lorsque les deux systèmes d'anneaux ont des éclats comparables, et cette condition n'est pas toujours facile à réaliser;

3°. La recherche de la coïncidence entraîne toujours des tâtonnements et l'on n'est jamais sûr (lorsque la période est courte) d'en rencontrer une qui soit exacte".

Die unter 1° und 2° erwähnten Nachteile der Methode sind bei der Anwendung auf die Strahlung in einem Magnetfeld, wie wir sie hier behandeln, ausgeschaltet. Durch Änderung der Stromstärke im Elektromagnet kann man die Koinzidenz mit dem gewünschten Genauigkeitsgrade erreichen, und somit wird auch der dritte Einwand hinfällig.

7. Zum Schluß mögen einige weitere Einzelheiten über den Apparat mitgeteilt werden.

Die Montierung und die Platten des 5 mm-Etalons sind von Jobin. Die inneren Oberflächen der Platten sind genau eben. Für die äußeren Oberflächen ist nur gewöhnliche Ebenheit erforderlich. Sie sind unter einem Winkel von 1′ gegen die inneren geneigt. Die Platten des Etalons sind vertikal, und der ganze Apparat kann in der erforderlichen Weise in bezug auf das Azimut eingestellt werden, während ferner eine horizontale Schlittenbewegung parallel zu den Platten des Etalons vorgesehen worden ist.

Mittels einer achromatischen Linse von 12 cm Brennweite wurde ein Bild der Vakuumröhre in vierfacher Vergrößerung auf das Etalon entworfen. Alle optischen Teile waren auf I-Stücken montiert und daher starr verbunden.

Die Figuren zeigen deutlich, daß es für die Untersuchung der magnetischen Trennung der gelben Quecksilberlinien keinen Wert haben würde, ein Etalon von größerer optischer Schichtdicke der Luftplatte zu benutzen. Die tatsächliche Breite der gelben Quecksilberlinien ist im Gegenteil, wenn sie unter dem Einfluß des Magnetfeldes stehen, ziemlich groß, so daß man sich in diesem Falle schnell den Grenzen der Methode nähert.

1) Fabry et Perot, Ann. de Chim. et de Phys. **25**, 12, 1902.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 3. Februar 1908.)

Über die unsymmetrische Zerlegung der gelben Quecksilberlinie 5790 im magnetischen Felde.

Von Paul Gmelin.

Herr P. Zeeman[1]) hat im November 1907 Untersuchungen über die magnetischen Aufspaltungen der Quecksilberlinien 5769 und 5790 veröffentlicht. Er fand bei dem Triplett 5790 eine Unsymmetrie in Feldern zwischen ca. 15 000 und 30 000 Gauß derart, daß der Abstand der nach Violett hin verschobenen Komponente gegen die Mittellinie stets um ca. 10 Proz. größer war als der nach Rot hin verschobenen.

Ich habe im Juli 1907[2]) dieselben Linien mit einem Stufengitter in Feldern zwischen 3000 und 10 000 Gauß okular untersucht und hatte keine Unsymmetrie konstatiert. Auf freundliche Anregung von Herrn Professor Paschen suchte ich im Januar dieses Jahres wiederum mit dem Stufengitter nach der Ursache dieser Abweichung von Herrn Zeemans Resultat. Nach verschiedenen vergeblichen Versuchen in Feldern von 4000 Gauß an fand ich von ca. 7500 Gauß an eine mit der Feldstärke wachsende Unsymmetrie im selben Sinn wie Herr Zeeman. Der Betrag derselben ließ sich erst von ca. 10 000 Gauß an mit einiger Sicherheit messen.

Während dieser Untersuchungen kam mir der Gedanke, die Unsymmetrie könne vielleicht durch Wandern der ursprünglichen Linie nach längeren Wellen hin zustande kommen. Die folgende Untersuchung bestätigte die Vermutung.

Stellte man das Fadenkreuz auf die Linie ein, ohne den Magneten erregt zu haben, so wanderte dieselbe beim Einschalten des Erregerstroms nach rechts, was einer Vergrößerung ihrer Wellenlänge entspricht. Die Richtung der Verschiebung ist unabhängig von der Richtung des Magnetfeldes und der Richtung der Vakuumröhrenentladung.

Die systematische Untersuchung der Erscheinung ergab folgende Resultate:

1. Die äußeren Komponenten des Tripletts liegen symmetrisch zu der magnetisch ungestörten Spektrallinie (siehe Tabelle Spalte 2 und 3 und Figur).

2. Die Unsymmetrie oder die Hälfte davon, die Wellenlängenänderung ($d\lambda_0$) der ungestörten Linie, ist proportional dem Quadrat der Feldstärke, mathematisch formuliert:

$$\frac{d\lambda_0}{H^2} = \text{const.} \quad \text{(Siehe Tabelle.)}$$

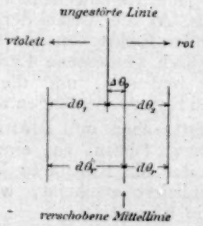
1) K. Academie v. Wetenschappen Amsterdam, Proceedings of Nov. 1907, S. 51—359.

2) Vergl. F. Paschen, diese Zeitschr. **8**, 522, 1907.

Tabelle.

H (Gauß)	$d\vartheta_1$	$d\vartheta_2$	$d\vartheta_v$	$d\vartheta_r$	$d\vartheta$	$d\vartheta_0$	$d\vartheta_I$	$d\lambda_0$ (A.-E)	$\frac{d\lambda_0}{H^2} \cdot 10^{20}$
9040	1377	1385	1411	1351	60	34	5180	0 0033	40,3
14 450	2215	2200	2290	2125	165	75	5180	0,0091	43,6
16 250	2464	2447	2558	2353	205	94	5120	0.011	43,3
19 150	2898	2900	3029	2769	260	131	5130	0,014	39,3
20 830	3162	3133	3310	2985	325	148	5125	0,018	41,8
21 680	3310	3315	3500	3125	375	190	5180	0,021	43,9
26 890	4125	4090	4400	3815	585	275	5180	0,032	44,5
33 910	5180	5180	5641	4719	922	461	5180	0,050	43,1
33 910	5180	5180	5622	4738	884	442	5180		

Im Mittel ist $\frac{d\lambda_0}{H^2} = 42{,}2 \cdot 10^{-20}$ (cm/Gauß²)



Die Abstände sind mit einem Okularmikrometer gemessen.

In der Figur und der Tabelle bedeutet:

$d\vartheta_I$ den Abstand benachbarter Ordnungen nach Trommelteilen des Mikrometers.

$d\vartheta_1$ } bzw. { $d\vartheta_v$ die Abstände der nach Violett
$d\vartheta_2$ } { $d\vartheta_r$ „ „ „ „ Rot } hin liegenden Komponente des Tripletts von der ungestörten bzw. gestörten Mittellinie.

$$\Delta\vartheta = d\vartheta_v - d\vartheta_r.$$

$\Delta\vartheta_0$ ist die unabhängig beobachtete Verschiebung der Mittellinie.

Da aus den Spalten 2 bis 7 der Tabelle folgt, daß $\Delta\vartheta_0 = \frac{\Delta\vartheta}{2}$ ist, und da $\Delta\vartheta$ sich genauer messen läßt als $\Delta\vartheta_0$, so wurden zur Berechnung von $d\lambda_0$ die Werte $\frac{\Delta\vartheta}{2}$ verwendet. Die Feldstärken wurden aus der Wellenlängendifferenz $d\lambda$ der äußeren Komponenten nach der Formel

$$H = \frac{d\lambda}{C\lambda^2}$$

berechnet, wo $C = 10{,}0 \times 10^{-5}$ den Messungen des Frl. Stettenheimer[1]) und des Verfassers[2]) entnommen ist. Die Größe $\frac{d\lambda_0}{H^2}$ ist nach cm/Gauß² gemessen.

1) A. Stettenheimer, Dissert. Tübingen 1907.
2) Vergl. F. Paschen, diese Zeitschr. **8**, 522, 1907.

Bei der Feldstärke von 33910 Gauß ließ sich die Richtigkeit von Resultat 1 besonders deutlich zeigen. Das Fadenkreuz wurde auf die Linie ohne Feld eingestellt. Bei allmählicher Erregung des Feldes wanderte je eine Komponente aus den Nachbarordnungen rechts und links gegen das Fadenkreuz. Die Mittellinie wanderte nach rechts und wurde schließlich von der Komponente der rechten Nachbarordnung überkreuzt. Letztere koinzidierte bei 33910 Gauß mit der Komponente der linken Nachbarordnung genau auf dem Fadenkreuz, also am Ort der ungestörten Linie, die ja in der Mitte zwischen ihren Nachbarordnungen liegt. Rechts und getrennt davon lag die fortgewanderte Mittellinie.

Es wurden stets homogene Magnetfelder benutzt, wie sie teils ein Ruhmkorffscher Elektromagnet, teils der große Elektromagnet, den auch Frl. Stettenheimer benutzt hatte, erzeugte.

Daß mir bei meinen früheren Messungen die Unsymmetrie unbemerkt blieb, liegt nach den jetzigen Resultaten daran, daß sie bei Feldern bis ca. 7000 Gauß innerhalb der Fehlergrenzen der Einstellung liegt. Bei den höheren Feldern bis 10000 Gauß entging sie mir aus folgendem Grunde: Um die Zeit einer Messung bei stark erregtem Felde zugunsten größerer Genauigkeit möglichst abzukürzen, machte ich die Einstellungen auf die ungestörte Linie vor Erregen des Feldes und bekam so natürlich symmetrische Abstände der Komponenten von der Mittellinie.

Resultat 1 konnte bei früheren Messungen des Zeeman-Effekts nicht gefunden werden, wenn die Lage der Mittellinie der unsymmetrischen Tripletts nur mit und nicht auch ohne Magnetfeld bestimmt wurde. Resultat 2 widerspricht den Messungen des Herrn Zeeman, welcher fand, daß die Unsymmetrie linear (nicht quadratisch) mit der Feldstärke wächst.

Auch stehen meine Beobachtungen in Wider-

spruch mit der Theorie des Herrn Voigt.[1]) Die „absolute Dissymmetrie" $(d\Theta_v - d\Theta_r)$ vermutet er unabhängig von der Feldstärke, während sie nach meinen Messungen mit dem Quadrat der Feldstärke wächst. „Die relative Dissymmetrie", d. h. das Verhältnis $\frac{\Delta\theta}{d\Theta_v + d\Theta_r}$ sollte nach seinen Angaben mit abnehmender Feldstärke wachsen, während sie nach meinen Beobachtungen mit abnehmender Feldstärke abnimmt und im Gegensatz zu Herrn Voigts Angaben bei schwachem Feld unmerklich ist. Auch die Theorie von Herrn Lorentz scheint keinen Anhaltspunkt zum Verständnis des oben beschriebenen Effektes zu geben.

Die Linie 5769, deren Zerfall in ein Nonett (bei ca. 20000 Gauß) von Herrn Lohmann[2]) entdeckt und von mir bestätigt wurde, zeigte, wie auch Herr Zeeman fand, bei allen Feldstärken vollständige Symmetrie. Die mittelste Linie behielt bei allen Feldern exakt ihre Lage im Spektrum.

1) W. Voigt, Ann. d. Phys. 1, 376, 1900 und diese Zeitschr. **9**, 120, 1908.
2) W. Lohmann, Dissert. Halle 1907.

Tübingen, Physikalisches Institut, 22. Februar 1907.

(Eingegangen 24. Februar 1908.)

Zur Erklärung der Spektrallinien.

Von G. A. Schott.

§ 1. Das Problem die Spektrallinien und Spektrumserien zu erklären fordert so schwierige und komplizierte Rechnungen, und unsere Kenntnisse des Baues und der Eigenschaften des Atoms ist so gering, daß die Versuchung besonders groß ist, der Phantasie einen ungebührenden Spielraum zu gewähren. Eben deswegen ist es unbedingt notwendig, mit der äußersten Vorsicht vorzugehen, und insbesondere jede noch so plausible Hypothese aufs genaueste zu prüfen, ob sie nicht irgendwelchen wohlbegründeten Theorien oder anerkannt sicheren Erfahrungstatsachen widerspricht.

Eine solche Hypothese ist nun die, daß Spektrallinien durch kleine Schwingungen eines Systems elektrischer Ladungen um eine stabile Gleichgewichtslage, oder um einen stabilen Bewegungszustand, hervorgerufen werden. Allerdings spricht dafür der Umstand, daß die Differentialgleichungen in den Verschiebungen linear werden, also die Schwingungsperioden nicht von den Amplituden abhängen, so daß die beobachtete Unabhängigkeit der Wellenlängen der Spektrallinien von äußeren Umständen, der Temperatur, dem Erregungsstrome und dergleichen mehr, als selbstverständlich erscheint. Trotzdem haben mich meine Untersuchungen seit einigen Jahren zu der Überzeugung geführt, daß die Hypothese unzulässig ist, und es ist mir jetzt gelungen, einen, wie ich glaube, ganz strengen Beweis ihrer Unzulässigkeit zu finden; ich will ihn im folgenden mitteilen.

§ 2. Von dieser Hypothese ausgehend führt die Elektronentheorie der Dispersion in der Drudeschen Fassung zu folgender Dispersionsformel[1]):

$$n^2 - 1 = \sum \frac{N_k e_k^2}{\pi m_k} \frac{\lambda_k^2}{1 - \lambda_k^2/\lambda^2}, \qquad (1)$$

wo n der Brechungskoeffizient für die Wellenlänge λ, λ_k eine Eigenwellenlänge des Elektronensystems, N_k die Anzahl der entsprechenden erzeugenden Elektronen pro cm^3, e_k deren elektromagnetisch gemessene Ladung und m_k deren Masse bedeuten, und die Summe für alle möglichen Eigenwellenlängen zu nehmen ist.

Die Lorentzschen und Planckschen Dispersionstheorien führen zu einer ähnlichen Formel, bei der die Konstante λ_k mit einem Faktor multipliziert erscheint, welcher etwas größer als die Einheit ist.

Die Formel (1) gibt für eine Wellenlänge, welche größer als die größte Eigenwellenlänge des Systems ist, die Ungleichung

$$n^2 - 1 > \sum \frac{N_k e_k \lambda_k^2}{\pi m_k}. \qquad (2)$$

Diese wollen wir fortan benutzen.

§ 3. Wir berechnen nun den Beitrag der Balmerschen Linienserie zur Dispersion des Wasserstoffs; für diese Serie ist bekanntlich

$$\lambda_k = \lambda_\infty \frac{m^2}{m^2 - 4}, \qquad m = 3, 4, \ldots \infty \qquad (3)$$

wo $\lambda_\infty = 3646 \cdot 13$ A.E.

Dies gibt für den Beitrag der Serie wegen (2)

$$n^2 - 1 > \sum_{m=3}^{m=\infty} \frac{N_k e^{k2} \lambda_\infty^2}{\pi m_k} \frac{m^4}{(m^2-4)^2}, \qquad (4)$$

Soll nun die der Dispersionstheorie zugrunde liegende Hypothese auch die Balmersche Serie erklären, so kann der Faktor $N_k e_k^2 \lambda_\infty^2 / \pi m_k$ in (4) für keine Linie der Serie verschwinden; das würde ja bedeuten, daß gar keine schwingungsfähigen Elektronen der Ordnung m im Wasserstoff existierten, was gegen die Hypothese wäre, oder daß deren Masse unendlich groß wäre; dann könnten sie überhaupt nicht schwingen und auch keine Linie erzeugen. Es muß also der Faktor für jeden Wert von m von Null verschieden sein; es sei A sein kleinster Wert. Dann bekommen wir aus (4)

1) Drude, Ann. d. Phys. **14**, 680, 1904.

$$n^2 - 1 > A \sum_{m=3}^{m=\infty} \frac{m^4}{(m^2-4)^2}, \qquad (5)$$

mithin unendlich groß; denn jedes Glied der Reihe ist größer als die Einheit und ihre Zahl ist unendlich groß; dies bedeutet einen Widerspruch mit der Erfahrung.

§ 4. Der Beweis beruht offenbar darauf, daß die Balmersche Serie (1) einen Schwanz der Wellenlänge λ_∞ besitzt, und (2) unendlich viele Linien umfaßt, deren Wellenlängen alle größer als λ_∞ sind. Es ist ganz einerlei, ob die ganze Serie von einem einzigen Elektron, oder von einer Gruppe, oder ob jede Linie von einem verschiedenen Elektron herrührt; das Wesentliche ist, daß es eine unendlich große Anzahl Bewegungen eines oder mehrerer Elektronen gibt, welche genügende Beweglichkeit haben, so daß jede einen endlichen Beitrag zur Dispersion beisteuert. Jede Serienformel, welche einen Schwanz und eine unendlich große Zahl von Linien zuläßt, führt zum selben Resultat: so die Formeln von Rydberg und Kayser und Runge für Linienserien, und von Thiele, aber nicht von Deslandres, für Bandenserien; d. h. jede Formel die die besten Messungen genügend gut wiedergibt, führt zu einem Widerspruch mit den Dispersionsmessungen für lange Wellen.

§ 5. Wenn man die angegebenen Serienformeln nur als empirische ansieht, und annimmt, daß in Wirklichkeit eine Serie nur eine endliche Anzahl von Linien umfaßt, so bleibt immer noch ein Widerspruch mit der Erfahrung bestehen; dies wollen wir wieder an der Balmerschen Serie beweisen.

Den Messungen am Zeeman-Effekt an Serienlinien entsprechend dürfen wir $e_h/m_h = 1{,}75 \cdot 10^7$ setzen, und $e_h = 10^{-20}$, also $e_h^2/\pi m_h = 5{,}6 \cdot 10^{-14}$; um so kleine Werte für den Faktor $N_h e_h^2/\pi m_h$ wie möglich zu bekommen, wollen wir annehmen, jedes Elektron im Atom erzeuge die größte Anzahl Linien, die ihm wegen seiner Freiheitsgrade zukommen können, nämlich drei, dann ist $N_h = \frac{1}{3} N$, wo N die Anzahl Atome pro cm³ bei 0° C und 760 mm bedeutet. Nehmen wir das Wasserstoffmolekül als zweiatomig an, so ist $N = 7{,}8 \cdot 10^{19}$, mithin $N_h = 2{,}6 \cdot 10^{19}$; da auch $\lambda_\infty = 3{,}65 \cdot 10^{-5}$ cm, so kommt

$$A = N_h e_h^2 \lambda_\infty^2 / \pi m_h = 0{,}0019.$$

Von der Balmerschen Wasserstoffserie sind 29 Linien tatsächlich von Evershed gemessen worden, ohne den von ihm beobachteten und aus schwachen dicht bei aneinander liegenden Linien bestehenden kontinuierlichen Streifen mitzurechnen, der im Schwanze ausläuft und beinahe sicher zur Serie gehört.[1])

Für $m = 31$ bekommen wir

$$\sum_{m=3}^{m=\infty} \frac{m^4}{(m^2-4)^2}$$

gleich rund 35; mithin ist nach (5) $n^2 - 1$ jedenfalls größer als 0,067, während die Beobachtung nur den Wert 0,00028, also rund 240 mal weniger ergibt. Dabei ist der Beitrag der Pickeringschen Serie, und der von Lyman gefundenen sehr starken ultravioletten Linien, mehrere hundert an der Zahl, noch gar nicht mitgerechnet.

§ 6. Man könnte versucht sein, diesen Unterschied durch die schon von Lorentz zur Erklärung der selektiven Absorption der Kohlensäure und des Natriumdampfes gemachte Annahme zu erklären, daß nur ein kleiner Bruchteil der Wasserstoffatome an der Dispersion teilnimmt; man wird dabei unwillkürlich an Ionen denken, zumal es nach den Starkschen Versuchen an Kanalstrahlen und den Pflügerschen über die selektive Absorption der Quecksilberserienlinien ziemlich sicher ist, daß die Ionen die Serienlinien erzeugen. Damit ist aber für die vorliegende Theorie so gut wie gar nichts gewonnen; denn ein Ion unterscheidet sich vom Atom nur durch den Verlust eines oder mehrerer Elektronen, und dies könnte den Beitrag der Serie zur allgemeinen Dispersion nicht beeinflussen, weil jene Elektronen, welche die Serie erzeugen, sich im Ion, um so mehr im Atom, befinden müssen und also zur Dispersion beitragen; wir dürfen also kein Atom bei der Berechnung der allgemeinen Dispersion ausschließen.

Man müßte sonst annehmen, daß die Struktur des Atoms durch den Ionisationsprozeß von Grund aus verändert wird, was wenigstens bei der üblichen Hypothese recht unwahrscheinlich erscheint. Übrigens hilft dies bei der unendlichen Serie gar nichts, denn der Brechungskoeffizient des leuchtenden Wasserstoffs ist gewiß endlich.

§ 7. Schließlich haben wir in (1) die Dämpfung vernachlässigt, was gewiß gestattet ist; sie spielt ja gerade hier, wo es sich nur um die allgemeine, und gar nicht um die anomale, Dispersion handelt, sicherlich keine Rolle. Wir dürfen also folgende Behauptung aufstellen:

Die Hypothese, daß Serienlinien durch kleine Elektronenschwingungen erzeugt werden, ist in grellem Widerspruch mit der Erfahrungstatsache des gleichzeitigen Bestehens von Serien und von einem endlichen Brechungskoeffizien-

1) Kayser, Handbuch der Spectroscopie II, S. 507.

ten für lange Wellen. Sie muß deswegen aufgegeben werden.

Man wird natürlich fragen: welche Hypothese muß an ihre Stelle treten? Die Antwort ist schwer; jedenfalls muß die Strahlung von allgemeineren Elektronenbewegungen, welche sich nicht als Summen einer endlichen Anzahl von Pendelschwingungen darstellen lassen, untersucht worden, und es muß nach Ursachen gesucht worden, welche die Erzeugung von Lichtwellen auf enge, der Feinheit der Spektrallinien entsprechende, Periodenintervalle beschränken, weil der Isochronismus der Schwingungen wegfällt. Auf diese Probleme kann hier nicht weiter eingegangen werden; es möge nur noch bemerkt werden, daß J. J. Thomson schon eine Ursache letzterer Art angegeben hat[1]); allerdings muß man zugeben, daß es dabei fraglich ist, ob die Spektrallinien fein genug ausfallen werden, denn ohne große Rechnungsarbeit ist es voraussichtlich unmöglich, etwas Definitives zu sagen.

Haben wir einmal Elektronenbewegungen gefunden, welche Spektrallinien genügender Feinheit und genügend großer Wellenlänge erzeugen, so können wir hoffen, noch manche andere Schwierigkeiten zu überwinden. Offenbar steht zu erwarten, daß ein einziges Elektron eine Anzahl von Linien erzeugen kann, möglicherweise eine ganze Serie, sei es mittels verschiedener möglicher Bewegungen, sei es während verschiedener Phasen derselben Bewegung; denn wir haben genügend Grund zu glauben, daß die Anzahl Elektronen im Atom ziemlich klein ist, und doch müssen sie die große Zahl beobachtbarer Linien der Spektra des Atomes erzeugen. Vielleicht bestimmt dieselbe Ursache, welche die Breite der Linien begrenzt, auch noch den Zusammenhang zwischen den verschiedenen Linien welche ein Elektron erzeugen kann, und zwar in der Form einer den Serienformeln entsprechenden Gleichung.

1) J. J. Thomson, Corpuscular Theory of Matter, S. 158.

Bonn, 17. Febr. 1908.

(Eingegangen 20. Februar 1908.)

Eine neue elektrostatische Methode zur Messung kleiner Elektrizitätsmengen.

Von A. Einstein.

Mit empfindlichen elektrostatischen Quadrantenelektrometern vermag man bekanntlich Spannungen bis gegen 10^{-6} Volt herab zu messen, falls man der Nadel ein genügend großes Hilfspotential gibt. Eine Erhöhung dieses Hilfspotentials hat nun aber keine Erhöhung, sondern eine Verkleinerung der Empfindlichkeit des Apparates zur Folge, wenn es sich um die Messung elektrischer Mengen handelt. Je höher das Nadelpotential ist, desto kleiner ist vielmehr der Ausschlag, den eine bestimmte Elektrizitätsmenge liefert. Falls das Potential der Nadel einen absoluten Wert hat, der groß ist gegenüber der Spannungsdifferenz zwischen den Quadranten, hängt der Ausschlag nur vom Produkt aus Spannung und zugeführter elektrischer Menge, also von der zugeführten elektrischen Energie ab, und es muß die zur Erzeugung des Ausschlags erforderliche Energie derjenigen des messend zu verfolgenden Systems entnommen werden. Die Grenze der praktisch erzielbaren Empfindlichkeit des Quadrantenelektrometers und analoger Apparate bezüglich der Messung von elektrischen Mengen bzw. Energiemengen ist durch diesen Umstand bedingt.

Es ist nun aber möglich, Meßapparate zu konstruieren, bei welchen die zur Erzeugung des Ausschlags erforderliche Energie nicht dem messend zu verfolgenden System, sondern einer Hilfsenergiequelle entnommen wird, so daß es möglich sein wird, die erwähnte praktische Empfindlichkeitsgrenze zu überschreiten. Im folgenden beschreibe ich das Schema einer Influenzmaschine, mit welcher dies Ziel nach meiner Meinung erreicht werden kann.

A_1 und A'_1 (Fig. 1) seien zwei fest angeordnete Leiter, an denen sich die starr miteinander verbundenen, etwa auf einem Rädchen befestigten Metallblättchen B vorbeibewegen. Letztere besitzen Kontaktstifte b, die im Bereich von fest angeordneten Kontaktfedern K_1 bzw. K'_1 stehen. K_1 sei geerdet, K'_1 mit A'_1 leitend verbunden.

Fig. 1.

A^1 werde nun konstant auf einem positiven Potential P_1 gehalten. Wenn das gerade passierende Blättchen K berührt, induziert die auf A_1 befindliche elektrische Ladung auf b eine entgegengesetzte Ladung $-e$. Gelangt dieses Blättchen A'_1 gegenüber, so daß es K'_1 berührt, so gibt es negative Elektrizität an A'_1 ab. Jedes passierende Blättchen wird in dieser Weise die auf A'_1 befindliche Elektrizitätsmenge ändern, so lange, bis ein stationärer Zustand erreicht wird. Nennen wir P'_1 den absoluten Betrag des negativen Potentials, welchen A'_1 im stationären Zustand besitzt, so muß

$$\frac{P'_1}{P_1} = a_1$$

sein, wobei a_1 eine von P_1 unabhängige Konstante, das Transformationsverhältnis ist. Wenn A_1 und A'_1 die Form von Blättchen haben, wird a_1 ein echter Bruch sein. Wenn wir A_1 und A'_1 aber die Form von Bügeln geben, welchen in den Augenblicken der Kontaktbildung die Blättchen B auf beiden Seiten umgeben, so können wir leicht erreichen, daß $a_1 > 1$ z. B. $a_1 = 10$. Dies sei im folgenden vorausgesetzt.

Wir denken uns nun mehrere solcher Elemente hintereinander geschaltet nach dem nachstehend abgebildeten Schema. Der sekundäre Leiter A'_1 des ersten Elementes sei mit dem primären A_2 des zweiten Elementes, der sekundäre Leiter A'_2 des zweiten Elementes mit dem primären A_3 des dritten Elementes verbunden usw. Der sekundäre Leiter des letzten Elementes sei an ein Elektrometer V angeschlossen.

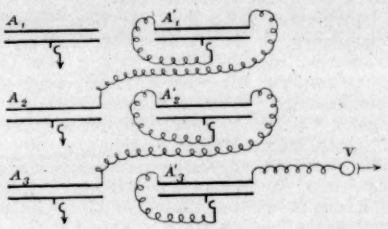


Fig. 2.

Denkt man sich nun dem primären Leiter A_1 eine bestimmte Spannung P_1 mitgeteilt, so wird sich nach einiger Zeit ein stationärer Zustand der ganzen Einrichtung herstellen. Für diesen gelten die folgenden Gleichungen:

$$P_2 = P'_1 = P_1 \cdot a_1$$
$$P_3 = P'_2 = P_2 \cdot a_2 = P_1 \cdot a_1 \cdot a_2$$
$$P'_3 = P_3 \cdot a_3 = P_1 \cdot a_1 \cdot a_2 \cdot a_3.$$

Sind n-Elemente vorhanden, welche alle das gleiche Übersetzungsverhältnis a haben, so ist

$$P'_n = P_1 \cdot a^n.$$

Man sieht, daß die Energie, welche dem beweglichen System des Elektrometers zuzuführen ist, der mechanischen Energie entnommen wird, die den Blättchen B mitgeteilt wird, nicht aber dem an das Blättchen A angeschlossenen, messend zu verfolgenden System. Die Empfindlichkeitsgrenze des Verfahrens ist lediglich durch die äußeren Fehlerquellen begrenzt, da man durch Vergrößern von n a^n beliebig groß machen kann.

Man kann natürlich die ganze Einrichtung zweipolig ausführen. Jedes Element erhält dann zwei primäre und zwei sekundäre Leiter.

Da die Erhöhung der Empfindlichkeit der elektrostatischen Meßmethoden von Bedeutung ist für die Erforschung der Radioaktivität, hoffe ich, daß sich ein Physiker für diese Sache interessieren wird. Meine weiteren Überlegungen über den Gegenstand würde ich demselben gerne mitteilen. Auf den vorliegenden Plan wurde ich geführt durch Nachdenken darüber, wie die von der Molekulartheorie der Wärme geforderten, der Brownschen Bewegung analogen spontanen Ladungen von Leitern[1]) konstatiert und gemessen werden könnten. Auch dieses Problem hoffe ich mit dem geschilderten Plane seiner Lösung um einen Schritt näher gebracht zu haben.

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. (4) **22**, 569, 1907.

Bern, 13. Februar 1908.

(Eingegangen 15. Februar 1908.)

Wassertropfkollektor mit kontinuierlicher Wasserzufuhr.

Von Wilhelm Schmidt (Wien).

Einer der größten Mängel, die der Wassertropfkollektor in der Form, in welcher er heute gebraucht wird, aufweist, ist der, daß er immer nur für eine begrenzte Zeit in Betrieb bleiben kann, nach deren Ablauf eine Neufüllung notwendig wird, die mit einer Unterbrechung der Beobachtungen verbunden ist. Um noch bequeme Beobachtungszeiten zu gewinnen, hat man sich also zu entscheiden zwischen geringerer Aufladegeschwindigkeit oder Vergrößerung der Vorratsgefäße, welch letztere aber auch wieder nachteilig wirkt durch die mit ihr verbundene Vergrößerung der Kapazität.

Es gibt jedoch ein einfaches Mittel, diesen Unannehmlichkeiten auszuweichen. Man braucht bloß auch die Wasserzufuhr in einzelnen Tropfen vor sich gehen zu lassen und dabei dafür zu sorgen, daß jeder Tropfen ohne Ladung ist. Zu diesem Zwecke ist die eine Tropfstelle, die direkt mit der Wasserleitung in Verbindung stehen kann, von einem Stück eines weiten Metallrohres umgeben, welches gleich wie das abtropfende Wasser geerdet ist. Weiter unten ist der Auffangetrichter aufgestellt, von dem aus die Rohrleitung zur eigentlichen Kollektortropfstelle führt. Auch der Auffangtrichter wird zweckmäßigerweise aus Metall gefertigt, damit etwaige Änderungen des Wasserstandes in ihm nicht zu großen Einfluß auf die Kapazität des Systems nehmen. Um ja allen den Tropfen der ersten (der geerdeten) Tropfstelle noch anhaftenden Eigenladungen ihre Wirksam-

keit zu entziehen, kann man noch die Vorsicht gebrauchen, ihren Durchmesser durch entsprechende Form der Tropfstelle möglichst groß zu machen gegenüber dem der Tropfen des eigentlichen Kollektors.

Durch geeignete Abänderung gestattet diese Vorrichtung auch die Ausnützung des ganzen in der Wasserleitung vorhandenen Druckes, ermöglicht so die Erzielung kleinerer Tropfen des Kollektors, spart also bei gleicher Entladegeschwindigkeit an Wasser. Zu diesem Zwecke wird die obere Tropfstelle mit dem sie umgebenden Schutzzylinder luftdicht und isoliert in das obere Ende eines weiten vertikalen Glasrohres eingepaßt, während dessen unteres Ende mit Stanniolpapier zu einer bestimmten Höhe ausgekleidet ist und unten in die Kollektortropfstelle ausläuft. Die Luft in dem Glasrohr wird, wenn das Ablaufrohr eine genügend feine Öffnung hat, beim Inbetriebsetzen des Apparates von selbst zum nötigen Drucke komprimiert.

Die Vorteile dieser Anordnung bedürfen kaum besonderer Ausführung. Sie bestehen im wesentlichen in der Ermöglichung langer Beobachtungsreihen ohne eine Unterbrechung, ferner kann man die Entladegeschwindigkeit beliebig steigern und gewinnt dabei noch eine Verringerung der Kapazität, die in bestimmten Fällen auch sehr ins Gewicht fallen mag.

Wien, k. k. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik.

(Eingegangen 3. Februar 1908.)

Zur Erklärung der Unipolarität bei atmosphärischen Zerstreuungsmessungen.

Erwiderung auf die Arbeit des Herrn K. W. Fritz Kohlrausch.[1])

Von Karl Kurz.

Die Arbeit des Herrn Kohlrausch wendet sich im wesentlichen gegen die vom Verf. festgestellte Tatsache, daß am Gerdienschen Aspirationsapparat zur Bestimmung der spezifischen Leitfähigkeit der Atmosphäre eine Beeinflussung der Resultate durch die radioaktiven Stoffe statthat[2]): Bei negativ geladenem Zerstreuungskörper findet auf diesem eine Anreicherung von radioaktiven Stoffen statt, die durch die von ihnen ausgehende Strahlung ein stärkeres als das durch die eingesaugten positiven Ionen der Atmosphäre bedingte Wandern der Aluminiumblättchen bewirken. Die Versuche habe ich später auch auf den Elster-Geitelschen Zerstreuungsapparat und den Ebertschen Aspirationsapparat ausgedehnt, bei denen sich derselbe Effekt nachweisen ließ.[1]) Diese Versuchsergebnisse lagen Herrn Kohlrausch bei der Abfassung seiner Arbeit noch nicht vor.

Die Bedenken des Herrn Kohlrausch gründen sich auf eine von ihm ausgeführte Messung des Gehaltes der Luft an radioaktiven Stoffen, die sich in einem mit Sättigungsstrom arbeitenden Aspirationsapparat abfangen lassen.[2]) Der gefundene Mittelwert war $\varepsilon = 0{,}5 \cdot 10^{-5}$ E.S.E., d. h. „die in einem m³ Luft enthaltenen Induktionen sind imstande den Sättigungsstrom ε zu liefern". Wie ich gezeigt habe[3]), ist dieser Wert auf $\varepsilon = 4{,}2 \cdot 10^{-5}$ E.S.E. zu korrigieren, wenn man der Berechnung die tatsächlichen, in der Atmosphäre vorhandenen Verhältnisse zugrunde legt. Schon dies ändert augenscheinlich die Größe einer eventuellen Beeinflussung. Dieser korrigierte Wert ist nun in guter Übereinstimmung mit einem von mir bei einer quantitativen Bestimmung des Gehaltes der Luft an festen radioaktiven Stoffen gefundenen Mittelwert $\varepsilon = 7{,}16 \cdot 10^{-5}$ E.S.E.[4]) (Es handelt sich bei diesen lokal beeinflußten Mittelwerten natürlich nur um die Übereinstimmung der Größenordnung.) Der Wert $7{,}16 \cdot 10^{-5}$ E.S.E. wurde aber von mir gefunden aus der quantitativen Messung der Beeinflussung, die die Ergebnisse des Ebertschen Ionenzählers erleiden durch die radioaktiven Stoffe der Atmosphäre, und die zu ca. 4 Proz. konstatiert wurde. D. h. es läßt sich aus den Messungen des Herrn Kohlrausch direkt schließen, daß die besprochene Beeinflussung statthaben muß; denn bei richtiger Berechnung sind die von Herrn Kohlrausch und die vom Verf. gefundenen Werte für ε von gleicher Größenordnung.

Ich gehe auf die einzelnen Einwände ein:

1. Das von Herrn Kohlrausch für den Gerdienschen Apparat gegebene Zahlenbeispiel gibt einen Spannungsrückgang von 0,2 Volt/Min. als Wirkung der niedergeschlagenen Substanzen. Der Spannungsverlust bei der Aspiration überhaupt soll dabei 20 Volt/Min. betragen. (Wir wollen davon absehen, daß ein solcher Spannungsrückgang am Gerdienschen Apparat, der bei der gewöhnlichen Aspirationszeit [5 Min.] einen Gesamtrückgang von 100 Volt zur Folge hätte, ganz ungewöhnlich groß ist.) Die

1) K. W. Fritz Kohlrausch, diese Zeitschr. **8**, 656 bis 658, 1907.
2) K. Kurz, diese Zeitschr. **7**, 771—774, 1906; Ber. d. D. Phys. Ges. **8**, 459—467, 1906.

1) K. Kurz, Die Beeinflussung der Ergebnisse luftelektrischer Messungen durch die radioaktiven Stoffe der Atmosphäre; Dissertation, Gießen 1907; Ann. d. Phys. IV. **24**, 890—930, 1907; diese Zeitschr. **9**, 177—184, 1908.
2) K. W. Fritz Kohlrausch, Wien. Ber. **116** (IIa), 1263—1268, 1906.
3) Diese Zeitschr. **9**, 177—184, 1908.
4) Dissertation S. 65; diese Zeitschr. **9**, 177—184, 1908.

niedergeschlagene Menge ist berechnet als $M = \frac{\varepsilon \Phi}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t})$. Für ε ist gesetzt 10^{-5}. Nimmt man den aus obigen Gründen korrigierten Wert $4{,}2 \cdot 10^{-5}$, so kommt man zu einem Spannungsrückgang von $0{,}2 \times \frac{4{,}2}{2} = 0{,}42$ Volt/Min. Es ist hier folgendes zu beachten, was bei der Berechnung des Herrn Kohlrausch außer acht gelassen ist: Ist ε der Sättigungsstrom, den die in einem m³ Luft frei fliegenden Induktionen zu liefern imstande sind, so ist $\frac{\varepsilon}{2}$ der Sättigungsstrom, den sie im Gerdienschen Kondensator verursachen, nachdem sie auf dem Zerstreuungskörper niedergeschlagen sind. Denn nun kommen nur noch 50 Proz. der gesamten ausgehenden Strahlung für die Ionisation der Luft in Betracht; die übrigen 50 Proz. dringen in das Metall ein.

Herr Kohlrausch rechnet dann unter der Annahme, daß nach der Aspirationsdauer von 5 Min. 12 Proz. der erhältlichen Induktionsmenge abgefangen sind. Aus Fig. 11 meiner Dissertation und Fig. 3 der Arbeit Phys. Zs. **9**, 177—184, 1908 geht jedoch hervor, daß bei den radioaktiven Substanzen der Atmosphäre nach 5 Min. 27,8 Proz. des erhältlichen Maximalgehaltes vorhanden sind. Dies führt zu einem Spannungsrückgang von $\frac{0{,}42 \cdot 27{,}8}{12} = 0{,}97$ Volt/Min., statt dem von Herrn Kohlrausch angegebenen von 0,2 Volt/Min. Dies aber bedeutet offenbar selbst bei einem Gesamtspannungsrückgang von 20 Volt/Min. eine recht merkliche Beeinflussung.

2. Für den Ebertschen Apparat soll nach Kohlrausch die Wirkung der radioaktiven Stoffe noch geringer sein. Es läßt sich jedoch auch hier an den von Herrn Kohlrausch angegebenen Zahlen direkt zeigen, daß die Beeinflussung von der Größenordnung ist, wie sie von mir gefunden wurde. Die radioaktiven Stoffe bewirken nach Kohlrausch im Ebertschen Apparat einen Spannungsrückgang von 0,012 Volt/Min. Diese gegenüber den Werten am Gerdienschen Apparat allerdings sehr kleine Zahl beweist aber doch nur dann etwas, wenn man ihr den durch die Ionen bei der Aspiration bewirkten Spannungsrückgang gegenüberstellt. Das ist hier nicht geschehen. Nehmen wir Beispiel 1 der in meiner Dissertation S. 26 gegebenen Ionenzählungen, so erhalten wir bei einer Ionenzahl von 641 im cm³ einen Spannungsrückgang von nur 0,27 Volt/Min. Man sieht, wie die Wirkung der radioaktiven Substanzen mit 0,012 Volt/Min. nun bereits sehr in Betracht kommt und zwar mit ca. 4 Proz.

3. Berücksichtigt man jedoch weiter, daß wieder wie oben 1. ein anderer Wert für ε zu setzen ist, daß 2. nach 15 Min. Aspirationsdauer nicht 30 Proz., sondern 42,7 Proz. der erhältlichen Induktionsmenge abgefangen sind, nimmt man 3. mit Herrn Kohlrausch eine normale Ionenzahl von 1000 Ionen im cm³ an, so kommt man zu folgenden Verhältnissen:

Spannungsrückgang am Ebertschen Apparat durch die eingesaugten Ionen der Atmosphäre	0,422 Volt/Min.
Spannungsrückgang durch die abgelagerten radioaktiven Substanzen	0,039 Volt/Min.

So würde man an der Hand der von Herrn Kohlrausch angegebenen Zahlenwerte bei diesem Beispiele zu einer Beeinflussung des Resultats von ca. 8 Proz. kommen. Die von mir in Gießen gefundene Beeinflussung [1]) betrug im Mittel 4 Proz.

Beim Elster-Geitelschen Zerstreuungsapparat wird von Herrn Kohlrausch kein Zahlenbeispiel angeführt. Ich kann daher auf die von mir gefundenen Zahlenwerte verweisen. [2])

4. Herr Kohlrausch folgert dann weiter, daß die besprochene Beeinflussung der Resultate beim Ebertschen und beim Gerdienschen Apparat sowohl bei positiv als auch bei negativ geladenem Zerstreuungskörper statthaben müsse, da beide Apparate Röhrenkondensatoren verwenden. „. . . mag die innere Elektrode positiv oder negativ geladen sein, Induktion wird in beiden Fällen abgefangen, das eine Mal von der Wand, das andere Mal von der inneren Elektrode.“ [3]) Vom Verf. ist bisher nur der Niederschlag auf dem negativ geladenen Zerstreuungskörper nachgewiesen worden; doch sind Versuche im Gange, welche eine eventuelle Ablagerung von radioaktiven Substanzen auf der äußeren Kondensatorwand bei positiv geladenem Zerstreuungskörper klarlegen sollen. Jedenfalls gilt die Folgerung, daß eine Beeinflussung der Resultate bei negativ und bei positiv geladenem Zerstreuungskörper statthaben müsse, nicht für den Gerdienschen Aspirationsapparat, sondern nur für den Ebertschen. Der Grund liegt in den Dimensionen der Apparate und der Reichweite der für die Ionisation in Betracht kommenden α-Strahlen. Dies ist aus folgendem ersichtlich:

Fig. 1 gibt schematisch einen Längsschnitt durch den Kondensatorraum des Gerdienschen Apparates und zwar lediglich durch den hier in Betracht kommenden Teil. $A_1 A_2 A_3 A_4$ ist der äußere Zylinder mit einer lichten Weite

1) Dissertation S. 34; diese Zeitschr. **9**, 177—184, 1908.
2) Dissertation S. 19; Ann. d. Phys. IV. **24**, 908, 1907.
3) K. W. Fritz Kohlrausch, l. c., S. 657.

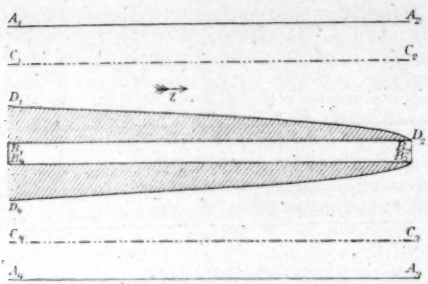


Fig. 1.

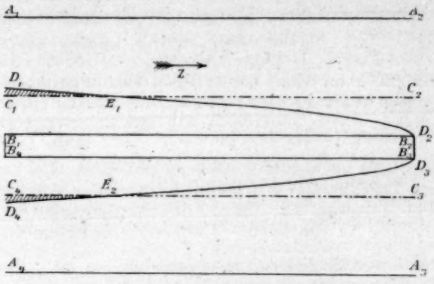


Fig. 2.

von 15,7 cm, $B_1 B_2 B_3 B_4$ der Innenzylinder (Zerstreuungskörper) mit einem Durchmesser von 1,4 cm. Der Innenzylinder soll negativ geladen sein. Die sich bei der Aspiration auf ihm ansammelnden radioaktiven Substanzen bestehen beim Absetzen im wesentlichen aus *RaA*. Die dabei von $B_1 B_2 B_3 B_4$ ausgehende Ionisation wird also zum weitaus größten Teil bewirkt durch α-Strahlen von *RaA*. Letzteren kommt eine Reichweite zu von 4,8 cm [1]), d. h. ein von dem Zylinder $B_1 B_2 B_3 B_4$ ausgehendes α-Teilchen vermag auf einer Wegstrecke von 4,8 cm ionisierend zu wirken. Danach ist $C_1 C_2 C_3 C_4$ der Raum, in dem die auf $B_1 B_2 B_3 B_4$ abgelagerten Substanzen ionisierend zu wirken vermögen. Nehmen wir, wie in dem von Herrn Kohlrausch gegebenen Beispiel, in dem Aspirationsapparat eine Luftgeschwindigkeit von 3 m/sec an, weiter eine Beweglichkeit der positiven Ionen von 1,3 cm/sec/Volt/cm, so gibt $D_1 D_2 D_3 D_4$ den Raum, aus dem positive Ionen, die innerhalb des Kondensators entstanden sind [2]), noch auf den Zerstreuungskörper $B_1 B_2 B_3 B_4$ treffen können. Vorausgesetzt ist dabei, daß die Ladung des Innenzylinders -150 Volt betrage und die Luftbewegung in der Richtung des Pfeiles Z erfolge. Die schraffierten Partieen können dann ein relatives Vergleichmaß geben für die Beeinflussung durch die abgelagerten radioaktiven Substanzen.

Fig. 2 gibt die entsprechenden Verhältnisse bei positiv geladenem Zerstreuungskörper. Da sich nun die radioaktiven Substanzen an der äußeren Zylinderwand $A_1 A_2 A_3 A_4$ absetzen, so repräsentiert nun $A_1 A_2 C_2 C_1$ und $C_1 C_3 A_3 A_4$ den Raum, innerhalb dessen diese Substanzen ionisierend zu wirken vermögen. $D_1 D_2 D_3 D_4$ ist wieder wie in Fig. 1 der Raum, aus dem heraus Ionen, die innerhalb des Kondensators entstehen, noch auf den Zerstreuungskörper gelangen können, diesmal unter der Annahme der für negative Ionen der Atmosphäre gebräuchlichen Beweglichkeit von 1,6 cm/sec/Volt/cm konstruiert. Die beiden Räumen gemeinsame schraffierte Partie, dargestellt durch $D_1 E C_1$ und $D_4 E_2 C_4$, kann wieder ein Maß geben für die Wirkung der radioaktiven Substanzen. Sie kommt nun nicht mehr in Betracht, da sie gegenüber der Wirkung in Fig. 1, also bei negativ geladenem Zerstreuungskörper, verschwindend klein ist.

Es findet demnach beim Gerdienschen Apparat nur bei negativ geladenem Zerstreuungskörper eine Beeinflussung der Resultate statt. Nur der Anteil der positiven Ionen an der spezifischen Leitfähigkeit wird zu groß gefunden. — Beim Ebertschen Aspirationsapparat sind die Dimensionen derart, daß die radioaktiven Substanzen ungefähr gleiche Wirkungen hervorrufen, einerlei ob sie auf dem Zerstreuungskörper oder an der Kondensatorwand abgelagert sind. Die Zahl der positiven und die der negativen Ionen wird um denselben, freilich geringen Prozentsatz zu groß gefunden; die Größen $E_+ - E_-$ und $q = E_+/E_-$, welche ein Maß für die Unipolarität geben, werden also bei diesem Apparat nur durch einen Fehler 2. Ordnung geändert. Ein Resultat $E_+ - E_- = 0$ oder $q = E_+/E_- = 1$ ist ja hier wegen des tatsächlichen Überschusses der positiven Ionen über die negativen gar nicht zu erwarten.

5. Die Messungen, die Herr Kohlrausch mit dem Elster-Geitelschen Apparat angestellt hat, zeigen, daß die Abweichungen des an diesem Apparat gefundenen Wertes für q, von der Einheit nicht in der Ablagerung der radioaktiven Substanzen auf dem negativ geladenen Zerstreuungskörper ihre Ursache haben. Dasselbe zeigten auch die von mir in der Dissertation gegebenen Beispiele. [1]) Da bei diesem Apparat q nicht lediglich der Leitfähigkeit, sondern zum Teil wegen der Partien mit Sättigungsstrom auch den Ionenzahlen parallel geht,

1) vgl. Rutherford, Radioaktivität. Deutsche Ausgabe, S. 183.

2) Nur um solche Ionen handelt es sich bei dieser Beeinflussung.

1) vgl. Dissertation S. 19 und Ann. d. Phys. IV, **24**, 908, 1907.

so ist auch hier ein $q = 1$ gar nicht zu erwarten. Ändert man den Apparat in die Scheringsche Anordnung [1]) um, so kann man zu $q = 1$ kommen [2]), da nun mit freiem Strom gearbeitet wird.

1) H. Schering, Dissertation, Göttingen 1904.
2) K. Kurz, Ann. d. Phys. IV, **24**, 926, 1907.

München, Physikal. Institut der Techn. Hochschule. Februar 1908.

(Eingegangen 20. Februar 1908.)

Eine neue Methode der Darstellung elektrischer Kraftlinien.

Von Curt Fischer.

Die Darstellung des magnetischen Feldes mittels Eisenfeilspänen hat infolge ihrer leichten Ausführbarkeit auch für den Unterricht eine größere Bedeutung gewonnen. Von den bisher gemachten Vorschlägen, elektrische Kraftfelder vor Augen zu führen, hat dagegen noch keiner annähernd gleichen Erfolg gehabt. Die besten Resultate werden bei der Suspensionsmethode von Seddig [1]) gewonnen. Aber abgesehen davon, daß jeder Versuch 15—20 Minuten beansprucht und große Sorgfalt erfordert, liegt das Hauptbedenken gegen ihre Verwendbarkeit beim Unterricht darin, das gewonnene Kraftlinienbild einem größeren Hörerkreise zugänglich zu machen. Das Einbauen der elektrischen Apparate in den Projektionsapparat ist für den Lehrer unbequem und macht den Versuch für den Schüler unübersichtlich.

Der Wunsch, auch bei der Behandlung der Elektrizitätslehre im Unterricht von Kraftlinien auszugehen, veranlaßte mich, eine andere Darstellungsweise zu suchen; es ist mir schließlich gelungen, elektrische Kraftfelder auf eine überraschend einfache und sehr genaue Weise anschaulich zu machen. Den Versuchen liegt folgender Gedanke zugrunde.

Um das Feld zweier gleichnamigen oder ungleichnamigen Kugelpole zu veranschaulichen, werden zwei kreisförmige Scheibchen aus Stanniol auf eine Glasplatte geklebt (vgl. Fig. II, 1 u. 2), diese mit der Elektrisiermaschine verbunden und dann ein passendes Pulver aufgestreut, das, den Eisenfeilspänen bei den magnetischen Versuchen entsprechend, sich in der Richtung der elektrischen Kraft anordnet. [2])

1) Ann. d. Phys. **11**, 815, 1903. Daselbst finden sich die Literaturangaben über die übrigen Methoden.

2) Ähnlich verfuhren Robertson (Proc. Roy. Soc. Edinb. **22**, 361, 1898—99) und Stark (nach Angabe von Seddig, l. c.); nur klebten sie die Stanniolpole auf die Unterseite der Glasplatte. Stark verwendete Turmalinpulver (das Gramm kostet 1,10 bis 1,40 M.) und bekam „einigermaßen deutliche" Kraftlinien; das wenig genau definierte Gemenge, welches Robertson empfiehlt, ergibt nach den veröffentlichten Photographien nicht wohl befriedigende Ergebnisse.

Die einfache Versuchsanordnung ist in Fig. I skizziert.

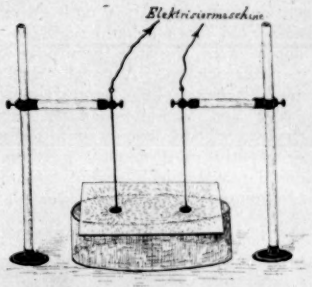


Fig. I.

Von vornherein ist dabei zu erwarten, daß das Pulver aus länglichen Teilchen bestehen muß, und daß diese nicht zu fest auf der Glasplatte aufliegen dürfen. Unter den vielen von mir untersuchten Substanzen eignete sich einigermaßen feingeschnittene Lametta (Christbaumfäden), wenn die einzelnen Teilchen (ca. 1 mm lang) vorher gedrillt sind. Die weitaus besten Bilder aber erzielte ich mit Gips. Größere Gipskristalle wurden in Platten zerschnitten und diese im Mörser zerkleinert. Die meisten der Splitter haben die Form eines langgestreckten schiefwinkeligen Parallelogramms. Am besten stellt man sich wohl von vornherein verschieden feine Sorten Pulver her.

Die Stärke der Felder kann durch Einschalten von Leidener Flaschen oder einfacher durch den Gang der Maschine reguliert werden. Bei zu hoher Spannung werden die Gipsteilchen von den Polen weggeschleudert. Deswegen ist es auch in vielen Fällen anzuraten, daß man die Zuführungen von der Influenzmaschine die Stanniolbelegungen nicht unmittelbar berühren läßt. Auch ist darauf zu achten, daß die Zuführungsdrähte (vgl. Fig. I), die Unterlage der Glasplatte sowie der zur Erschütterung der Platte dienende Holzstab das Feld nicht wesentlich abändern.

Ist die Glasplatte mit den übrigen Vorrichtungen ein für allemal fertig, so dauert die Entwicklung der elektrischen Kraftlinien nicht länger als die der magnetischen. An Genauigkeit kann sich diese Methode mit der von Seddig messen, und die gewonnenen Bilder lassen sich entweder ohne weiteres auf einer dunkeln Unterlage herumreichen, oder, wenn sie im kleinen hergestellt sind, nachträglich in den

Projektionsapparat mit vertikalem Lichtdurchgang einsetzen.

Ebenso wie bei den eben besprochenen bipolaren Feldern (Fig. II, 1 und 2) kann das elektrische Feld eines jeden beliebigen Apparates durch den Versuch ermittelt werden. Der zu untersuchende Apparat wird nach seinen metallischen Teilen durch einen Querschnitt, der aus Stanniol besteht, zur Darstellung gebracht, und diese Stanniolbelegungen entweder positiv oder negativ geladen, oder zur Erde abgeleitet, je nachdem es die Versuchsbedingungen erfordern.[1]) Über die Stanniolbelegungen geben die Fig. II, 1 bis 11 Auf-

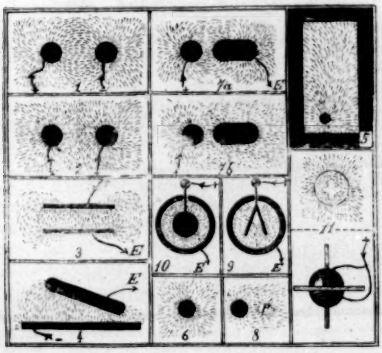


Fig. II.

schluß. Fig. 3 stellt einen Plattenkondensator dar, Fig. 4 einen Elektrophor, Fig. 5 das vollständige Feld einer Kugel (die zur Erde abgeleitete Umrandung versinnbildlicht die Zimmerwände), Fig. 6 ein monopolares Feld, Fig. 7a und b die Influenzerscheinungen. Fig. 8 zeigt, wie die Kraftlinien in einen Isolator P (Paraffinfleck) eingezogen werden. Bei dem Elektroskop (Fig. 9) und dem Kugelkondensator resp. der Leidener Flasche (Fig. 10) müssen für genauere Versuche die äußeren Kreise sich etwas über das Glas erheben, damit außerhalb kein Feld auftritt. Fig. 11 zeigt endlich im Längs- und Querschnitt, wie der Satz, daß im Innern eines Leiters kein Feld ist, mit Hilfe zweier Halbkugeln (Blechbüchsen), welche zu beiden Seiten der Glasplatte aufgesetzt werden, veranschaulicht werden kann. Eine beliebige Zeichnung im Pulver bleibt unverändert.

Von wissenschaftlichem Interesse ist noch die Frage, ob die Kraftlinien innerhalb oder außerhalb der Glasplatte für die Entstehung des Kraftfeldbildes ausschlaggebend sind. Im ersteren Falle könnten auch Strömungslinien im Glase in Betracht kommen, da zu den Versuchen gewöhnliches Fensterglas verwendet wurde. Es zeigte sich aber, daß die Kraftfelder auch auf gut isolierendem Glas, auf Hartgummi und auf einer Paraffintafel hergestellt werden können. Andrerseits liegt auch in dem Versuche Fig. 11 der Beweis, daß es sich hier im wesentlichen um Kraftlinien in der Luft handelt.[1])

Inwieweit aber die beschriebene Methode zu messenden Versuchen Verwendung finden kann, habe ich bisher noch nicht untersucht. Für Vorlesungszwecke ist sie bei weitem ausreichend.

An anderm Orte habe ich den Versuch gemacht, unter Anwendung der elektrischen Kraftlinien einen Lehrplan für die Behandlung der Elektrizitätslehre im Experimentalunterricht aufzustellen. Hier sei nur auf den Vorteil hingewiesen, der darin liegt, daß es auf diese Weise möglich wird, die Elektrizität vor dem Magnetismus zu behandeln, während man sich bisher bei den elektrischen Kraftlinien nur auf die Analogie mit den früher behandelten magnetischen Kraftlinien berufen konnte. Die beschriebene Methode der Darstellung elektrischer Kraftlinien erlaubt es, die elektrischen Erscheinungen zuerst für sich zusammenhängend vorzuführen und erst danach auf die magnetischen Vorgänge einzugehen. So allein läßt sich auch die sonst unvermeidliche Trennung des permanenten vom induzierten Magnetismus im Unterricht umgehen.

1) Es versteht sich von selbst, daß die Kraftlinien der Querschnitte sich nicht immer vollständig mit denen der Apparate decken.

1) Die Dielektrizitätskonstante des Glases ist 4 bis 7, die des Paraffins 1,7 bis 2,3 (Kohlrausch, Lehrb. d. pr. Phys. 1901. S. 597.)

Straßburg i. E., Lyzeum, Februar 1908.

(Eingegangen 9. Februar 1908.)

Absolute Messung von Kapazität und Selbstinduktion.

Von J. K. A. Wertheim Salomonson.

Im folgenden möchte ich eine Methode beschreiben, die gestattet, die Größe einer Kapazität und einer Selbstinduktion gleichzeitig zu messen und auszudrücken in Widerstand und Zeit.

Die Methode zerfällt in zwei gesonderte Messungen. Bei der ersten Messung wird das Verhältnis von Selbstinduktion und Kapazität ausgedrückt durch das Produkt zweier Widerstände, also:

$$\frac{L}{C} = R_r. \qquad (1)$$

Bei der zweiten Messung wird in dem System, bestehend aus der Selbstinduktion L und der Kapazität C, die Elektrizität in Schwingung versetzt, wobei dieselbe mit der eigenen Frequenz des Systems oszilliert. Die Schwingungsdauer T oder die Frequenz n wird gemessen. Da

$$n = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}, \qquad (2)$$

ergibt sich durch einfache Substitution:

$$L = \frac{T}{4\pi}\sqrt{4Rr - R^2}, \qquad (3)$$

$$C = \frac{T}{4\pi}\sqrt{\frac{4}{Rr} - \frac{1}{r^2}}. \qquad (4)$$

Es sind also beide Größen, Selbstinduktion und Kapazität, in Zeit- und Widerstandseinheiten ausgedrückt.

Bei der praktischen Ausführung der Methode hält man am besten die beiden Hälften ganz getrennt.

Messung. — Es bestehen verschiedene Methoden, um das Verhältnis der Selbstinduktion und Kapazität durch ein Produkt zweier Widerstände zu messen. Diese sind jedoch alle abgeleitet von der bekannten Maxwellschen Methode, wobei die Selbstinduktion in eine Wheatstonesche Brückenkombination eingeschaltet ist. Ein Kondensator wird parallel ge-

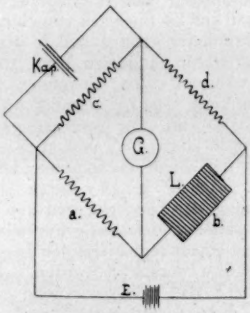


Fig. 1.

schaltet an den Widerstand, der nicht an die Drahtrolle grenzt. Sobald Gleichgewicht in der Brücke besteht bei stationären Strömen und bei Stromesschluß oder Öffnung, ist

$$L = CRr.$$

Diese ursprünglich Maxwellsche Methode ist in verschiedener Weise modifiziert worden, und zwar weil die Einstellung auf Gleichgewicht besondere Schwierigkeiten macht, wenn man nicht über einen Kondensatorsatz verfügt.

Von Rimington sowie von Pirani ist eine Modifikation angegeben, wobei die Kapazität nicht an den ganzen Widerstand des Zweiges angelegt wird, sondern an einen veränderlichen Teil desselben.

Bei einer anderen Modifikation wird in den Zweig b, der die Selbstinduktion enthält, und in den anschließenden Zweig noch je ein Zusatzwiderstand eingeschaltet, und mit einem regulierbaren Nebenschluß der Widerstand von a und b zu gleicher Zeit geändert, ohne daß das Verhältnis von $a:b$ geändert wird.

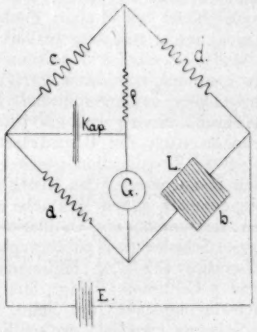


Fig. 2.

Besser als diese Modifikation ist die Andersonsche Methode, wobei ein regulierbarer Widerstand in den Brückenzweig geschaltet ist und der Kondensator an dem Ende des Zweiges c und am Ende des Brückenwiderstandes liegt. Stroud hat bei dieser Brückenanordnung den Stromzeiger und die Batterie vertauscht.

Die Anderson-Stroudsche Methode muß als für unseren Zweck besonders geeignet bezeichnet werden, da dieselbe erlaubt, eine beliebige Selbstinduktion mit einer beliebigen Kapazität zu vergleichen, und weil sie in der Ausführung bedeutend bequemer ist als die übrigen Methoden. —

Als Stromquelle wird man Gleichstrom nehmen können, und als Gleichgewichtsanzeiger ein empfindliches Spiegelgalvanometer. Die Empfindlichkeit kann dann noch außerordentlich gesteigert werden, wenn man sich eines rotierenden Doppelkommutators bedient, der gestattet, den Galvanometerzweig später oder früher als den Batteriekreis zu schließen.

Bei kleineren Selbstinduktionen aus dünnem Draht werden meistens ein kleiner Induktionsapparat als Stromgeber und ein Telephon als Stromzeiger genügende Empfindlichkeit gewähren.

Bei der zweiten Messung wird dieselbe Kapazität und dieselbe Selbstinduktionsrolle, die man bei der ersten Messung gebraucht

hat, wieder verwendet. Man ladet den Kondensator und entladet denselben durch die Selbstinduktionsrolle. Dabei treten im allgemeinen Schwingungen auf, deren Frequenz man nun bestimmen muß.

Mit den jetzigen Hilfsmitteln ist eine genaue unmittelbare Bestimmung nur möglich, wenn die Schwingungsdauer zwischen bestimmten Grenzen liegt. Hierbei kommt praktisch nur eine einzige Methode in Betracht, und zwar die photographische Aufzeichnung und spätere Ausmessung der Schwingungen. Die Feddersensche Methode, wobei eine Funkenstrecke nicht zu umgehen ist, ist naturgemäß nicht zu verwenden, weil eine direkte Widerstandsmessung dabei eo ipso ausgeschlossen ist. Es bleibt also übrig die oszillographische Registrierung. Während diese gewiß mit jedem guten Oszillographen nach der Blondelschen oder Duddellschen Konstruktion geschehen kann, dürfte sich hierzu speziell das Einthovensche Saitengalvanometer eignen. Ich habe mit einem derartigen Instrument die Oszillationen ohne die geringste Schwierigkeit photographiert. Mit einer Silbersaite von 0,02 Millimeter Durchmesser und 5 Centimeter Länge läßt sich eine eigene Schwingungsdauer der Saite von etwa 1500 pro Sekunde erreichen, wobei die Oszillationen durch einen passenden Nebenschluß kritisch gedämpft werden können.

Als Beispiel obiger Methode dürfte folgende Messung gelten.

Die Selbstinduktionsrolle hatte 583 Windungen eines 0,9 Millimeter dicken Drahtes, dessen Durchmesser inklusive der Isolation etwa 2,3 Millimeter betrug. Der mittlere Durchmesser der Rolle betrug etwa 30 cm, die Länge 26,5 cm. Der Widerstand betrug bei 14,5° Celsius 14,04 Ohm.

Der Selbstinduktionskoeffizient wurde verglichen mit einer Kapazität, die aus 3 parallel geschalteten Kondensatorsätzen bestand, und zwar aus einem 12teiligen Satz Edelmannscher Konstruktion mit der nominellen Kapazität 1,110 μF, einem 12teiligen Siemens & Halskeschen Satze mit der nominellen Kapazität 1,000 μF, und einem selbstangefertigten Satz von etwa 1,5 μF. Die Gesamtkapazität betrug demnach etwas mehr als 3,6 μF. Sämtliche Sätze hatten Glimmer als Dielektrikum.

Die erste Messung geschah nach der Andersonschen Methode, wobei b von der Selbstinduktion gebildet war. Die Widerstände der Zweige waren: $a = 1404\ \Omega$, $b = 14{,}04\ \Omega$, $c = 100\ \Omega$, $d = 10\ \Omega$. Mit Batterie, Galvanometer und rotierendem Kommutator erhielt ich Gleichgewicht, als bei ϱ ein Widerstand von 108,2 Ω eingeschaltet war. Diese Zahl ist der mittlere Wert von 10 Einzelbestimmungen, die jedoch nicht mehr als 0,2 Ohm untereinander differierten.

Hieraus ergibt sich:

$$L = C\{\varrho(a+b)+bc\} = 18114\ C\Omega^2.$$

Der Kondensator wurde jetzt mit einem rotierenden Kommutator regelmäßig mit 8 Volt geladen und durch die Selbstinduktionsrolle entladen, und dabei auch durch einen Schleifdraht von 1 Ω geschickt. Der Schleifdraht war mit einem Schieberkontakt versehen, der mit der Saite des Galvanometers verbunden war, ebenso wie der Anfang des Schleifdrahtes mit dem anderen Ende der Saite verbunden war. Die Saite wurde gespannt, bis die Eigenschwingungsdauer etwa $\frac{1}{1100}$ Sekunde betrug. Nach Einschaltung eines Widerstandes von etwa 0,3 Ω in den Galvanometerkreis waren die Bewegungen der Saite kritisch gedämpft und erhielt ich passende Galvanometerausschläge. Der Gesamtwiderstand des Schwingungskreises wurde jetzt genau gemessen und betrug: $R = 15{,}47 \cdot \Omega$. Da $L = 18114\ C\Omega^2$ war, ist $r = 1172\ \Omega$.

Nachdem der rotierende Kommutator in Gang gesetzt war, wurden die Saitenbewegungen auf einer fallenden photographischen Platte registriert. Dabei wurde zu gleicher Zeit nach der Siegfried Gartenschen Methode ein Koordinatennetz mit photographiert. Die vertikalen Koordinaten wurden erhalten, indem ein Speichenrad mit 20 Speichen von einem Nebenschlußelektrometer etwa 25mal in der Sekunde umgedreht wurde, und also etwa 500mal per Sekunde während 0,0002 Sekunden die Lichtzufuhr abschnitt. Die Zeitvermerkung gibt also ungefähr 0,002″ an. Die Umdrehungsgeschwindigkeit wurde kontrolliert und auch annähernd eingestellt mit einem Tachometer. Die genaue Messung geschah jedoch durch graphische Aufzeichnung der Umdrehungen auf berußtem Zylinder, während gleichzeitig Fünftelsekundenmarken mit einem registrierenden Jaquetschen Chronographen vermerkt wurden. Es ergab sich dabei, daß die wirkliche Zeitdauer 0,001996″ betrug, statt 0,002″.

Die erhaltenen Kurven, von denen ich eine reproduziere, wurden bei schwacher Vergrößerung unter dem Mikroskope möglichst genau ausgemessen.

Als mittlerer Wert für die Zeitdauer einer kompletten Oszillation ergab sich $T = 0{,}003076''$ Sekunde.

Setzen wir die Werte für R, r und T in Formel (3) und (4) ein, dann erhalten wir:

$$L = 0{,}0658 \text{ Henry}$$

und

$$C = 3{,}634 \text{ Mikrofarad.}$$

Die verwendeten Kondensatorsätze waren

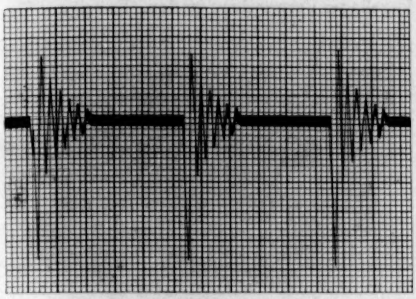


Fig. 3.

früher wiederholt untereinander verglichen worden und dabei fand ich:

für den Edelmannschen Kondensator
1,108 μF,
für den Siemens & Halskeschen Kondensator
1.027 μF,
für den eigenen Kondensator
1,486 μF.

Zusammen also 3,621 μF. — Es wurde dabei vorausgesetzt, daß der Wert für 0,1 + 0,2 + 0,3 + 0,4, welcher von dem Edelmannschen Institut zu 0,9982 μF bestimmt wurde, richtig war. Bei der absoluten Bestimmung fand ich statt 3,621 μF, 3,634 μF, also eine Übereinstimmung bis auf 3,6 Promille. Da der Gesamtfehler der absoluten Bestimmung von derselben Großenordnung ist, muß die Übereinstimmung als eine genügende bezeichnet werden.

Die praktische Verwendbarkeit der Methode scheint mir hierdurch erwiesen zu sein.

(Eingegangen 8. Februar 1908.)

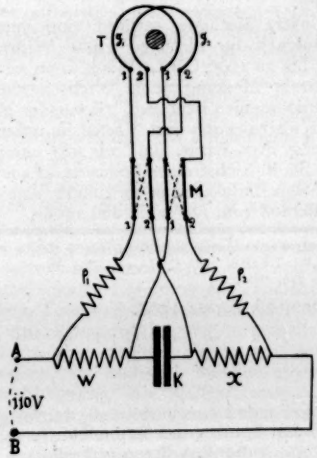
Eine Methode zur Messung der Widerstände von Elektrolyten mittels Differentialtelephons.

Von G. Athanasiadis.

Wir können uns zur Messung der Widerstände durch die Wheatstonesche Brücke mit Hilfe von Telephon des Gleichstromes der Stadtnetze bedienen, welcher Strom von Gleichstrommaschinen herrührt.[1]) Ebenfalls kann die Messung eines Widerstandes vorgenommen werden durch Einsetzung eines Differentialtelephons anstatt des Differentialgalvanometers.[2])

Wenn wir nun nach der Methode von Heaviside einen Widerstand messen wollen, so können wir auch Wechselstrom anstatt Gleichstromes benutzen, indem wir das Differentialgalvanometer durch ein Differentialtelephon ersetzen; als Wechselstrom bedienen wir uns wieder des durch Einschalten eines Kondensators geänderten Gleichstromes eines Stadtnetzes.[1]) Wir messen auf diese Weise zum Beispiel den Widerstand X eines Elektrolyts oder eines induktionsfreien Metalleiters, indem wir diesen Widerstand W an einen bekannten induktionsfreien Widerstand hintereinander schalten, und ihn mit dem letzteren vergleichen. Die eine Spule 1,1 des Differentialtelephons legen wir mit W, die andere 2,2 mit X in Nebenschluß, so daß sie in jedem Augenblicke von entgegengesetzten Strömen durchlaufen werden.

Nach dem Hintereinanderschalten von X und W unterbrechen wir mittels eines Kondensators K von 1 bis 2 Mikrofarad den Stromkreis. Die Klemmen A und B schalten wir an einen Gleichstromstadtleiter von 110 bis 220 Volt Potentialdifferenz ein, und ändern dabei den Widerstand W, bis wir durchs Telephon T keinen Ton mehr vernehmen.



An die Spulenabzweigungen schalten wir gleiche induktionsfreie Widerstände ϱ_1 und ϱ_2 von 300 bis 500 Ohm, oder auch zwei Glühlampen von genau gleichem Widerstande ein.

Wenn wir nun die Anordnung so treffen, daß $g_1 + \varrho_1$ gleich $\varrho_2 + g_2$ wird, und die Spulen durch entsprechende Wicklung denselben Selbstinduktionskoeffizienten erhalten, muß auch X gleich W sein. Die Ungleichheit der Widerstände $\varrho_1 + g_1$ und $\varrho_2 + g_2$ bewirkt ungenaue

1) G. Athanasiadis, Ann. d. Phys. **23**, 4, 1907.
2) G. Athanasiadis, Journ. de Phys. **6**, Nov. 1907.

1) Ann. d. Phys. **23**, 4, 1907.

Resultate; wir können uns in diesem Falle nicht auf die bekannte, für Gleichstrom und Differentialgalvanometer gültige Relation $W: X = (\varrho_1 + g_1) : (\varrho_2 + g_2)$ berufen, da in unserer Methode die Selbstinduktion der Telephonspulen dieses Verhältnis aufheben würde.

Eine größere Genauigkeit in dem Werte von X erhalten wir, wenn wir mittels eines Kommutators M die Schaltungen in dem Sinne umändern, daß um die Spule 1,1 mit X die Spule 2,2 mit W geschuntet wird; nehmen wir W_1 den Wert von W vor, und W_2 denjenigen nach der Umschaltung, so haben wir $X = {}^1/_2 (W_1 + W_2)$.

Zu unserer Methode können wir die Telephonanordnung von Federico[1]), oder von W. Duane und C. Lory[2]), oder auch ein gewöhnliches Ader-Telephon gebrauchen, mit zwei gleichen und voneinander gut isolierten parallelen Wicklungen.

Unsere Methode gewährt eine genügende Genauigkeit für nicht zu große Widerstände, etwa bis zu 1000 Ohm. Wir können schließlich zu dieser Messung auch Wechselströme von Induktionsspulen benutzen, wie bei der Methode von Kohlrausch. Ein Vorteil in unserer Anordnung liegt darin, daß wir uns unmittelbar eines Stadtgleichstromes bedienen können, und zwar ohne Induktorium, und unter eine Potentialdifferenz von 110 Volt und mehr.

1) R. Federico, Il Nuovo Cimento, 4. Ser., t. VI. 1897.
2) W. Duane and C. Lory, The Physical review. S. 275—279, 1905.

Athen, 26. Januar 1908.

(Eingegangen 1. Februar 1908.)

Durchgehende Leiterverbindung der fortgesetzt drehenden Spule eines Erdinduktors mit dem ruhenden Stromwegteil.

Von J. J. Taudin Chabot.

Als erforderlich für die Drehbarkeit der Leiterspule eines Erdinduktors — bzw. einer elektromagnetischen Induktionsmaschine überhaupt — in fortgesetzt die gleiche Richtung, gelten Schleifkontakte an den beiden Übergangsstellen zwischen drehendem und ruhendem Teil des Stromkreises.

Daß wir uns hier trotz aller dementsprechend bekannt gewordenen Konstruktionen nicht einer unerläßlichen Vorbedingung gegenüber befinden, mag nachfolgend beschriebene Ausführungsform dartun.

Die Leiterspule a lagert, drehbar um eine Achse y, in dem hölzernen Rippenrahmen b, drehbar seinerseits um eine Achse x, normal zu y, im festen Holzrahmen c, der die Antriebsvorrichtung d trägt, wobei durchgehends Bronzekugellager Verwendung fanden. Es zeigen: Fig. 1

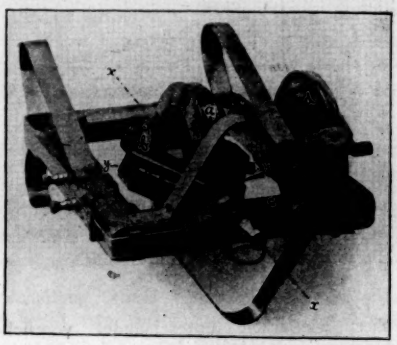


Fig. 1.

das Instrument mit horizontaler Achse x zwecks Induzierung durch das erdmagnetische Totalfeld oder durch dessen Vertikalkomponente allein, je nachdem x erdmagnetisch transversal oder longitudinal sich erstreckt, Fig. 2 das-

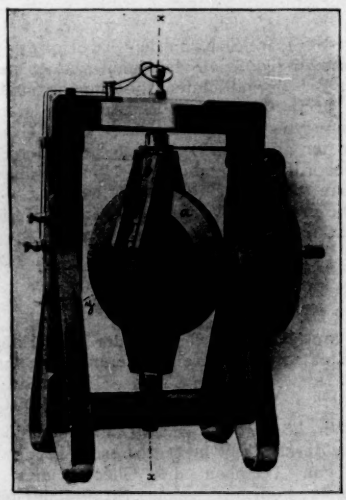


Fig. 2.

selbe mit vertikaler Achse x zwecks Induzierung durch die erdmagnetische Horizontalkomponente, Fig. 3 den Bau des ununterbrochenen Leiterwegs zwischen ruhendem und drehendem Stromkreisteil.

Wie erwähnt, dreht sich Leiterspule a um Achse y: die betreffende Messingwelle ist dabei

Fig. 3.

hohl und schließt ab nach einer Seite mit einem konischen Zahnrad, eingreifend in das identische Exemplar am nächstliegenden Ende einer als bronzedrahtumflochtener Metallschlauch biegsam sich gebenden weiteren Hohlwelle, deren anderes Ende unbeweglich im Lagerrahmen c befestigt ist. Auf jede Umdrehung des Rahmens b um Achse x entfällt daher eine ebensolche der Spule a um Achse y, derart, daß die Leiterbewicklung der Spule nun ohne weiteres vermittels eines durch beide Hohlwellen geführten biegsamen Kabels an den ruhenden Stromweg geschlossen werden kann.

Es kam hier ein konzentrisches Doppelkabel spezieller Konstruktion zur Anwendung: als Kern wurde ein Leiter geflochten aus vier durch Zusammendrehen von je acht Büscheln sehr feinen ($d = 0{,}04$ mm) weichen Kupferdrahts gewonnenen Strähnen, die einem aus 78 solcher Büscheln zusammengesetztem Kupferseil von 3 mm² Leiterquerschnitt entnommen waren, durch spiralige Umwicklung mit wachsgetränktem Tafetband isoliert, hierüber ein ebensolches zweites vierteiliges Kupfergeflecht gelegt, dieses mit zwei entgegengesetzt gewickelten Bandisolationen umgeben und schließlich das Ganze in eine Baumwolle-Umflechtung eingezogen; der Außendurchmesser des Kabels betrug nunmehr rund 5 mm, der Leiterquerschnitt eines jeden der beiden konzentrischen Stromwege

$$4 \times 8 \times \frac{3}{78}\ \text{mm}^2 = 1{,}23\ \text{mm}^2.$$

Die Induktorspule trägt, in einem quadratischen Wickelraum von 21 mm Seitenlänge, $N = 290$ mit $D = 25$ cm mittlerem Durchmesser eines isolierten runden Kupferdrahtes von 1,13 mm² Leiterquerschnitt und 3,2 Ohm Gesamtwiderstand. Dementsprechend resultiert eine mittlere elektromotorische Kraft $E = \pi \cdot 10^{-8}\, ND^2 TF\,\text{Volt} = 5698 \cdot 10^{-6}\, TF\,\text{Volt}$, wenn T die Umdrehungszahl pro Sekunde bedeutet und F die magnetische Feldstärke, hier also erdmagnetische Total-, Vertikal- oder Horizontalintensität am Beobachtungsort. Das ausgeführte Modell gestattet im Handbetrieb, den Wert $T = 5$ zu erreichen, wobei eine Drosselwirkung durch Selbstinduktion der ziemlich weit gewickelten Induktorspule noch nicht nennenswert eintritt.

Zusammenschaltung von mehreren dieser Induktoren mit verschieden gerichteten Achsen ist, wie ersichtlich, in einfachster Weise möglich, daher auch die Bestimmung des Verhältnisses der magnetischen Teilfelder unter sich, bezw. zum Gesamtfeld, der Inklination etc. Eine eigenartige Anordnung entsteht, wenn die mittlere Windungsebene der Induktorspule statt normal zur Achse y ihr parallel gelegt wird.

Zu allen Bestimmungen mit dem Erdinduktor nach einer Nullmethode (Einstellung auf Verschwinden des induzierten Stromes) verwendet man zweckmäßigst ein Resonanzinstrument (Saitenrheometer oder dergleichen) als Indikator, dessen Eigenfrequenz innerhalb des jeweiligen Tourenzahlbereichs des Erdinduktors liegt, unter Berücksichtigung eventuell noch der elektromagnetischen Konstanten des Gesamtkreises; es bedeutet solches eine ganz enorme Steigerung der Wahrnehmungsschärfe. Beispielsweise gestattet die Verwendung eines derartigen Indikators, der auf $\mathfrak{J} = 10^{-12}$ Ampere anspricht, im Gesamtleiterkreise von $W = 10^4$ Ohm Widerstand, bei 60 $T = 105$ Umdrehungen beschriebenen Induktorspule pro Minute, den jeweils sofortigen Nachweis eines wirksamen Magnetfeldes $F = \frac{10^6\, \mathfrak{J} W}{5698\, T} = 10^{-6}$ Gauß, wie es in die Erscheinung tritt schon bei einer Abweichung der Drehachse x des Erdinduktors von der erdmagnetischen Feldachse, deren Winkelwert so klein ist, daß kaum mehr der Astronom (selbst mittels des optischen Kunstgriffs der Lichtwelleninterferenz) ihn messen würde, wenn anders entsprechend spielfreie Achsenlagerungen möglich wären.

Der Bau des Instrumentes gab nebenbei Gelegenheit, sich ein im allgemeinen recht günstiges Urteil zu bilden über die Arbeitsgenauigkeit heutiger mechanischer und maschineller Werkstätten, nachdem trotz notwendigem Bezug so mancher Teile aus den verschieden-

sten Quellen, deren nachträgliche Zusammenpassung in vorgesehener Weise jeweils gut vonstatten ging.[1])

1) Es waren an der Ausführung beteiligt die Firmen: Gebr. Blanz in Stuttgart für verschiedene Einzelheiten und die Fertigstellung im ganzen; C. & E. Fein in Stuttgart für die Holzrahmen *b* und *c*, sowie die Leiterbewicklung der Spule *a*; Deutsche Gußstahlkugel- und Maschinenfabrik in Schweinfurt für die Bronzekugeln und -kugellager; Ad. Höhnle in Stuttgart für die Holzspule *a*; Metallschlauchsyndikat in Pforzheim für die biegsame Bronzehohlwelle; Ernst Preyß in Stuttgart für die starren Messinghohlwellen und -kugellagerfassungen; Friedr. Stolzenberg in Reinickendorf für die konischen Messingzahnräder.

Degerloch (Württemberg), 13. Februar 1908.

(Eingegangen 15. Februar 1908.)

Entgegengesetztes Verhalten des Selens.

Von Chr. Ries.

Die Abhandlung von Schrott „Das elektrische Verhalten der allotropen Selenmodifikationen unter dem Einfluß von Wärme und Licht“ [1]) enthält zwei Behauptungen, mit denen ich die neuesten Versuchsergebnisse unmöglich in Einklang bringen kann.

I.

Ich will hier die einschlägige Literatur vorausschicken: Siemens[2]) unterscheidet drei Formen des graukristallinischen Selens:

1. Amorphes Selen durch Erhitzen auf 100° C in kristallinisches umgewandelt. Modifikation I.
2. Amorphes Selen durch lang dauerndes Erhitzen auf 200—210° C kristallisiert. Modifikation II.
3. Geschmolzenes Selen durch langes Erhitzen auf ca. 200° C in den kristallinischen Zustand übergeführt. Modifikation III.

Modifikation I und III haben nach Siemens einen negativen Temperaturkoeffizienten, Modifikation II dagegen einen positiven, d. h. sie verhält sich wie Metall. Dieses metallische Selen scheint bei Temperaturen unter 200° nicht stabil zu sein, sondern sich bei gewöhnlicher Temperatur in die Modifikation I zurückzuverwandeln bis auf einen Rest. Abkühlung des Selens unter —15° soll die Modifikation II vollständig in Modifikation I umwandeln, d. h. den positiven Temperaturkoeffizienten aufheben.

1) Schrott, Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss. Wien, Juli 1906; diese Zeitschr. **8**, 42, 1907.

2) Siemens, Berl. Sitzungsber. Akad. 1876, S. 95 und 1877 S. 299; Pogg. Ann. d. Phys. **159**, 117, 1876; Wied. Ann. d. Phys. **2**, 521, 1877.

Meine[1]) Versuche haben ergeben, daß der positive Temperaturkoeffizient im Selen innerhalb gewisser Grenzen auftritt. Das Maximum des Widerstandes (Umkehrpunkt) liegt um so höher, je länger die Dauer der Erwärmung und je näher dem Schmelzpunkt die Erhitzungstemperatur lag. Auch kurz dauernde Erhitzung bis unmittelbar vor den Schmelzpunkt (bis schwache Zeichen des Schmelzens auftreten) ist sehr vorteilhaft. Diese Abhängigkeit des Auftretens des positiven Temperaturkoeffizienten von der Erhitzung zeigt sich nicht bloß während der Abkühlung des Präparats, sondern insbesondere auch beim abgekühlten Selen. Die Stabilität des positiven Temperaturkoeffizienten ist in gleicher Weise von der Erhitzung abhängig. Erwärmung auf möglichst hoher Temperatur liefert Elemente, deren Maxima und Minima sich schon wenige Tage nach der Abkühlung sehr konstant zeigen, so daß größere Temperaturwechsel keinen wesentlichen Einfluß mehr auszuüben vermögen. Dagegen bildet sich bei Selen, das nur kurze Zeit auf niedriger Temperatur von ca. 200° erwärmt wurde, der metallische Zustand schon bei der Abkühlung oder nach kurzer Zeit in die Modifikation I zurück. Wird ein mehrere Stunden lang auf sehr hoher Temperatur erhitztes Präparat rasch auf die Zimmertemperatur abgekühlt, so sinkt sein Widerstand auf einen auffallend niedrigen Wert herab, um nachher wieder langsam zu steigen.

Nach Marc[2]) ist die beim Erwärmen zuerst entstehende Form des grauen kristallinischen Selens labil und geht beim Erhitzen auf ca. 200° in eine stabilere Form über. Diese ist zweifellos nicht einheitlich, sondern vermutlich eine feste Lösung zweier im verschiebbaren Gleichgewicht sich befindenden Formen. Vollständig umgewandeltes Selen, welches ca. 2 Tage auf 200° erhalten worden war, zeigt bei rascher Abkühlung bis Zimmertemperatur eine beständige bedeutende Widerstandsabnahme; bei langsamer Abkühlung dagegen erfolgt erst Widerstandsabnahme, dann Zunahme. Dieses Minimum des Widerstandes tritt um so schärfer und früher auf, je größer der Oxydgehalt der Präparate ist. Man kann daher bei dem auf 200° umgewandelten Selen positive und negative Temperaturkoeffizienten und Minima und Maxima beobachten, je nachdem die Kristallisation eine vollständige oder unvollständige war, je nachdem, ob die Präparate rein oder

1) Chr. Ries, Diss. Erlangen 1902, S. 14—24; Beibl. Ann. d. Phys. 1903, S. 1101; diese Zeitschr. **9**, 164, 1908.

2) Marc, Zeitschr. für anorg. Chemie **37**, 450, 1903 und **48**, 393, 1906; Berichte der deutsch. chem. Ges. **39**, S. 697; Die phys. chem. Eigenschaften des Selens, Voß, Hamburg, 1907.

katalysatorhaltig sind, je nachdem, wieweit sich die Form bei Zimmertemperatur schon umgewandelt.

Schrott findet ebenfalls, daß amorphes Selen nur bei lange dauernder Erhitzung über 200° innerhalb gewisser Grenzen einen positiven Temperaturkoeffizienten des Widerstandes erhält (S. 39). Das aus Schwefelkohlenstoff kristallisierte und das durch längeres Stehenlassen in Chinolin kristallinisch gemachte Selen zeigen besondere Neigung, metallisch leitendes Selen zu bilden, indem sie schon bei kurzer Erhitzung über 200° innerhalb weiter Grenzen einen positiven Temperaturkoeffizienten des Widerstandes erhalten. Die durch Erhitzen des amorphen Selens gewonnenen Modifikationen sind nicht stabil, da sich im Laufe der Zeit Modifikation II in I zurückbildet. Die Siemenssche Modifikation III zeigt das gleiche Verhalten wie Modifikation I.

Ich möchte dazu folgendes bemerken: Daß die durch Erhitzen des amorphen Selens gewonnene Modifikation II in hohem Grade labil sei, schließt Schrott fast nur aus dem Verhalten, das die Selenpräparate bei ihrer Abkühlung von der Erhitzungstemperatur auf die Zimmertemperatur und umgekehrt zeigen; es scheinen ihn zu diesem Schluß wohl die Schwankungen veranlaßt zu haben, denen das Maximum des Widerstandes bei verschiedenen, aufeinander folgenden Erwärmungen und Abkühlungen unterworfen ist. Meine Versuche zeigen deutlich, daß bei jedem Erhitzungsprozeß das Maximum des Widerstandes bei der Erwärmung regelmäßig höher liegt als bei der nachfolgenden Abkühlung. (Vielleicht hat das seinen Grund in der Wärmekapazität des Selens.) Durch die bei den Prüfungen beständig wiederkehrende Erwärmung auf hohe Temperaturen treten auch immer neue molekulare Änderungen in der Selenmodifikation ein und der Wendepunkt wird bei der folgenden Prüfung natürlich wieder eine andere Lage haben. Wir müssen daher den positiven Temperaturkoeffizienten innerhalb der Temperaturgrenzen beobachten, innerhalb deren keine Neukristallisation bzw. molekulare Umwandlung durch die Temperaturänderung vorkommt, d. h. unterhalb 90° C. Das Maximum des Widerstandes sinkt bei der Abkühlung regelmäßig, nimmt aber schon nach wenigen Tagen einen konstanten Wert an, vorausgesetzt, daß das Präparat auf möglichst hoher Temperatur erhitzt war. Selen mit nur positivem Temperaturkoeffizienten herzustellen, gelingt wohl kaum.

Eines meiner Selenpräparate, das ein Maximum des Widerstandes bei + 23° vor mehr als 6 Jahren aufwies, ist innerhalb dieser Zeit wiederholt auf — 30° bis + 70° C gebracht worden, ohne daß sich das Maximum auch nur um einen Grad verschoben hätte. Bei diesen Temperaturen ist eben eine Umwandlung der Selenmodifikation nicht möglich, daher zeigt sich das Element konstant. Da Schrott selbst gefunden, daß eine Abkühlung bis — 63° auf sein aus Schwefelkohlenstoff kristallisiertes und auf 215° erhitztes Selenelement keinen besonderen Einfluß hatte, so ist zu erwarten, daß eine stärkere Temperaturerniedrigung auf Selenzellen, deren positiver Temperaturkoeffizient einmal einen konstanten Wert angenommen hat, keinen wesentlichen Einfluß mehr ausübt. Ich komme daher zu dem Schlusse:

Erhitzt man amorphes Selen ohne Unterbrechung bis kurz vor den Schmelzpunkt, so zeigt es je nach der Dauer der Erhitzung und Art der Abkühlung innerhalb mehr oder weniger weiter Grenzen einen positiven Temperaturkoeffizienten des Widerstandes. Dieser ist zwar während der Abkühlung und auch noch kurz nach derselben labil, doch zeigen sich schon nach wenigen Tagen die Wendepunkte (Maxima und Minima) konstant, so daß sie auch durch größere Temperaturschwankungen unterhalb 90° nicht beeinflußt werden.

II.

Schrott behauptet, der Träger der Lichtempfindlichkeit ist das metallische Selen. Gerade das Gegenteil, möchte ich fast sagen, folgt aus neueren Versuchsergebnissen. Erwärmt man amorphes Selen mäßig rasch der Reihe nach auf 170°, 180°, 190°, 195°, 200°, 210° und kühlt bei jedem Versuch langsam ab, so zeigt sich eine beständige Zunahme der Lichtempfindlichkeit bis 195°, von da an eine deutliche, rasche Abnahme derselben. Die Empfindlichkeit erreicht also ihr Maximum bei einer Temperatur, welche noch keinen positiven Temperaturkoeffizienten bzw. noch kein metallisches Selen bildet. Wird aber die Temperatur von 200° erreicht, bei der die Umwandlung von Modifikation I in II beginnt, so erfolgt sofort eine rasche Abnahme der Empfindlichkeit bis zum Schmelzpunkt. War bei dem eben beschriebenen Versuch die Abkühlung nicht langsam sondern rasch, so tritt zwar diese Abnahme der Lichtempfindlichkeit über 195° momentan nicht ein, aber schon nach wenigen Tagen sinkt die Empfindlichkeit unter die bei 195° erhaltene herab.

Rasche Empfindlichkeit vermag also im zweiten Fall dem über 195° erwärmten Selen die hohe Empfindlichkeit noch momentan zu erhalten, unter 200° fördert rasche Abkühlung in allen Fällen die Lichtempfindlichkeit; auf den positiven Temperaturkoeffizienten aber, der bei 200° und darüber entsteht, hat rasche

Abkühlung einen ungünstigen Einfluß, indem sie das Maximum des Widerstandes herabdrückt. Ferner hat lange Erwärmung auf Temperaturen unter 200° eine Zunahme der Lichtempfindlichkeit zur Folge, über 200° dagegen bewirkt sie eher eine Abnahme derselben. Also lauter Gegensätze!

Nun gibt es aber noch eine andere Lichtempfindlichkeit des Selens. Siemens hat zuerst gefunden, daß das über 200° erwärmte Selen im abgekühlten Zustand eine starke Widerstandsabnahme bei Belichtung mit darauffolgender langsamer Zunahme desselben erleidet (Ermüdung des Selens). Kalischer[1]) beobachtete bei starker Beleuchtung eine momentane kleine Abnahme des Widerstandes und unmittelbar darauf Zunahme desselben über den Dunkelwiderstand hinaus; schwächere Beleuchtung hatte sofortige Zunahme des Widerstandes zur Folge. Dieses sonderbare Verhalten des Selens hat nun Schrott aufgeklärt und nachgewiesen, daß die von Kalischer beobachtete Erscheinung identisch ist mit der von Siemens festgestellten; beide unterscheiden sich nur durch die Größe der Widerstandszunahme. Er nennt dieses Verhalten Lichtempfindlichkeit II. Art oder negative Lichtempfindlichkeit. Dieselbe ist nach Schrott bedingt durch Erhitzung über 200°. Das über 200° erhitzte Selen zeigt bei der Abkühlung Lichtempfindlichkeit II. Art und in vielen Fällen eine sofortige Vergrößerung des Widerstandes bei Belichtung innerhalb weiter oder enger Temperaturgrenzen.

Die negative Lichtempfindlichkeit und der positive Temperaturkoeffizient zeigen das gleiche Verhalten; sie sind durch Erhitzung über 200° bedingt, unterliegen stets Schwankungen bei der natürlichen Abkühlung und existieren nur innerhalb gewisser Temperaturgrenzen. Es sind dies also zwei gleichartige Erscheinungen. Diejenige Temperatur, bei der das metallische Selen entsteht, setzt die Lichtempfindlichkeit I. Art herab und verleiht dem Selen allmählich die entgegengesetzte Eigenschaft; mit dem Auftreten des metallischen Selens ist ein Rückgang der Lichtempfindlichkeit I. Art verbunden. Es kann daher unmöglich das metallische Selen der Träger der positiven Lichtempfindlichkeit sein. Je mehr die metallische Modifikation durchgebildet ist, desto größer müßte doch dann auch die positive Lichtempfindlichkeit sein. Das metallische Selen könnte höchstens der Träger der negativen Lichtempfindlichkeit sein, was aber Schrott nicht gelten läßt, da Selen mit Lichtempfindlichkeit II. Art häufig negativen Temperaturkoeffizienten besitzt. Wenn nun auch Lichtempfindlichkeit II. Art und positiver Temperaturkoeffizient nicht immer vereint vorkommen, so haben sie doch eine gemeinsame Ursache und es muß ein inniger Zusammenhang zwischen ihnen bestehen. Da Lichtempfindlichkeit II. Art durch Erhitzung über 200° bedingt ist, so muß ein solches Element stets mehr oder weniger metallisches Selen enthalten.

Ich komme nun zu den drei Punkten, die Schrott zum Beweise seiner Behauptung anführt. Er stützt sich darauf, daß die Siemenssche Modifikation II (metallisches Selen) eine größere Lichtempfindlichkeit zeigt als die nichtmetallischen Modifikationen I. und III. Das stimmt auch mit meinen Resultaten recht gut überein; ich habe eigens darauf hingewiesen, daß das bei tiefer Temperatur (Mod. I) oder nach der Siemensschen Methode (Mod. III) hergestellte sowie das harte Selen hohen Widerstand und geringe Lichtempfindlichkeit zeigen; dagegen liefert Erwärmung auf 200° ziemlich empfindliche Zellen (Mod. II). Nun gibt es aber Selen von noch größerer Empfindlichkeit, hergestellt durch Erhitzung auf 195°, und dies ist eben nichtmetallisch.

Als weiterer Beweis soll die Beobachtung dienen, daß das aus Kaliumselenid kristallisierte Selen keine Lichtempfindlichkeit zeigt, weil es kein metallisches Selen besitze; dagegen zeigt das durch Chinolin umgewandelte Selen Lichtempfindlichkeit, da dieses Präparat, wie aus der elektrischen Leitfähigkeit hervorgehe, metallisches Selen besitze. Hier sind unbedingt die Voraussetzungen unrichtig. Das aus Kaliumselenid kristallisierte Selen besitzt keine Lichtempfindlichkeit, weil es eben nicht einmal die Elektrizität leitet. Das durch Chinolin umgewandelte Selen aber hat einen negativen Temperaturkoeffizienten und Lichtempfindlichkeit I. Art, solange es nicht einem besonderen Erhitzungsprozeß unterworfen wird; es enthält also überhaupt kein metallisches Selen und ist doch lichtempfindlich. Dieser Umstand ist eben gerade ein Beweis gegen die Schrottsche Annahme. Schrott setzt voraus, daß die Lichtempfindlichkeit um so größer ist, je höher die Leitfähigkeit des Selens; denn beide sind nach Schrott von der Menge des in einer Modifikation vorhandenen metallischen Selens in gleicher Weise abhängig. Dies stimmt nun weder mit meinen Versuchen noch mit den neuesten Beobachtungen von Marc und Pochettino und Trabacchi überein.

Meine Versuchsergebnisse zeigen, daß die Leitfähigkeit bis kurz vor den Schmelzpunkt beständig wächst, während die Lichtempfindlichkeit nur bis 195° zunimmt, um von da ab zu fallen.

Pochettino und Trabacchi haben nach der Siemensschen Methode geschmolzenes Selen

1) Kalischer, Wied. Ann. d. Phys. **32**, 108, 1887.

so lange erhitzt[1]), bis es kristallisierte, und äußerst langsame Abkühlung angewendet, so daß die Zimmertemperatur erst in $^1/_2$ Stunde erreicht wurde. Ihre Selenzellen zeigen ein ganz auffallendes Verhalten. Während man nach den Versuchen von Schrott eine allmähliche Rückbildung der Mod. II in I vermuten müßte, zeigen deren Zellen das entgegengesetzte Verhalten. Sie besitzen anfänglich einen sehr hohen Widerstand, der jedoch in ungefähr einem Monat schwächer wird bis zu einem merkwürdig niedrigen und fast unveränderlichen Wert (während Selenelemente sonst ihren Widerstand mit der Zeit vergrößern). Zugleich mit dieser merkwürdigen Widerstandsabnahme nimmt allmählich die photoelektrische Empfindlichkeit ab, verschwindet ganz und wird schließlich negativ; man beobachtet dann eine Widerstandsvergrößerung unter dem Einfluß des Lichtes. Es ist unbedingt nötig, einen Zeitraum von ungefähr einem Monat abzuwarten, bis der Widerstand der Zelle nachläßt und das Selen diese negative photoelektrische Wirkung erlangt. Es ist also hier mit beständiger Zunahme der Leitfähigkeit eine ununterbrochene Abnahme der positiven Lichtempfindlichkeit bis zu Null verbunden.

Einen weiteren Beweis gegen die Voraussetzung, daß Lichtempfindlichkeit und Leitfähigkeit proportional seien, liefert folgende Beobachtung von Pochettino und Trabacchi. Läßt man einen Wechselstrom durch eine Zelle, welcher Art sie auch sei, so erfolgt Abnahme der Leitfähigkeit und Zunahme der positiven Lichtempfindlichkeit; mit der Zeit stellt sich aus freiem Stück der ursprüngliche Zustand wieder her, es erfolgt also dann Zunahme der Leitfähigkeit und Abnahme der positiven Lichtempfindlichkeit. Ferner hat Marc bei seinen Versuchen beobachtet, daß die Empfindlichkeit mit abnehmender Leitfähigkeit wuchs. Empfindlichkeit und Leitfähigkeit können also direkt und indirekt proportional sein, je nach der Herstellung des Präparats.

Als Stütze seiner Behauptung führt Schrott schließlich an, daß jedes Präparat, welches wiederholt erhitzt oder abgekühlt wurde, vergrößerte Lichtempfindlichkeit aufwies, was auf eine Vermehrung des metallischen Selens zurückzuführen ist. Man muß aber hier zwei Fälle unterscheiden: Ein Präparat zeigt bei wiederholter Erwärmung nur dann erhöhte Lichtempfindlichkeit I. Art, wenn die Erhitzung stets unter 200° stattgefunden hat; dabei entsteht aber kein metallisches Selen. Dagegen läßt sich bei Temperaturen über 200° durch wiederholte Erhitzung die Lichtempfindlichkeit I. Art nicht steigern, dieselbe geht vielmehr in Lichtempfindlichkeit II. Art über; in diesem Falle findet also die entgegengesetzte Wirkung statt; gleichzeitig tritt meist auch der positive Temperaturkoeffizient auf.

Wir müssen daher zwischen folgenden zwei Arten des kristallinischen Selens unterscheiden:

a) Kristallinisches Selen mit nur negativem Temperaturkoeffizienten und positiver Lichtempfindlichkeit. Dasselbe wird gewonnen durch Erhitzung auf Temperaturen unter 200° C und erreicht seine höchste Vollkommenheit durch längeres Erhitzen auf 195° und rasche Abkühlung. Modifikation α.

b) Kristallinisches Selen mit teilweise positivem Temperaturkoeffizienten und negativer Lichtempfindlichkeit. Dasselbe wird erhalten durch Erhitzen auf Temperaturen von 200° aufwärts. Modifikation β. Man erhält gewöhnlich nur ein Konglomerat aus beiden Selenarten.

Das bei 200° hergestellte Selen zeigt oft deutlich die Übergangserscheinungen.

Es soll im folgenden untersucht werden, welche Modifikation man durch die verschiedenen Herstellungsmethoden des kristallinischen, leitfähigen Selens erhält. Zu den in meiner letzten Arbeit angegebenen vier Erhitzungsmethoden kommt eine fünfte chemische. Ich will sämtliche Methoden kurz zusammenstellen und sie nach den Physikern benennen, welche sie zuerst geprüft und publiziert haben.

1. Die Methode von Smith[1]) (1873). Die Präparate werden erst im amorphen Zustand hergestellt und durch nochmalige Erwärmung auf 100—217° kristallisiert. (Ich benenne diese Methode nach Smith, weil er zuerst die Lichtempfindlichkeit des Selens publiziert hat und die Selenelemente anfangs nur nach dieser Methode hergestellt wurden.)

2. Die Methode von Siemens (1876). Geschmolzenes Selen wird unter 217° abgekühlt und längere Zeit auf gleicher Temperatur erhalten, bis es kristallisiert.

3. Die Methode von Weinhold[2]) (1880). Der zur Verwendung kommende Leiter wird auf 100—217° erwärmt und dann mit amorphem Selen bestrichen. Dasselbe erstarrt gleich darauf zu kristallinischem Selen, ohne daß es einem weiteren Erwärmungsprozeß unterworfen wird.

4. Die Methode von Ries (1902). Geschmolzenes Selen wird unter beständigem

1) Pochettino e Trabacchi, Rend. d. Accad. dei Lincei, Juli 1906. Beibl. Ann. d. Phys. **22**, 1128, 1907.

1) Smith, Ber. d. deutschen chem. Ges. **6**, 204, 1873.
2) Weinhold, Elektrotechn. Zeitschr. 1880, 423.

Rühren oder Bestreichen abgekühlt. Es erstarrt bald zu kristallischem.

5. Die Methode von Schrott (1906). Rotes Selen wird durch längeres Stehenlassen in Chinolin kristallinisch gemacht, zu Pulver gerieben und gepreßt, wodurch es die graue Farbe erhält.

Das nach der Schrottschen Methode gewonnene Selen ist das einzige auf chemischem Wege hergestellte, welches schon bei gewöhnlicher Temperatur Leitfähigkeit und Lichtempfindlichkeit zeigt, ohne daß es einem Erwärmungsprozeß unterworfen wird; doch ist die Wirkung von geringerem Grade. Die Methode liefert nur Selen von der Modifikation α (wenn es nicht noch einem eigenen Erwärmungsprozeß unterworfen wird.)

Das nach der Riesschen Methode hergestellte Selen, das Ruhmer hartes Selen nennt, ist nach Schrott nur von der Modifikation α. Meiner Meinung nach hat dies seinen Grund darin, daß das geschmolzene Selen während des Rührens erst längere Zeit dünnflüssig, dann dickflüssig ist und schließlich bei einer Temperatur kristallisiert, die bereits gut unter 200° gefallen ist. Bei dieser Temperatur aber entsteht keine Modifikation β mehr.

Die Weinholdsche Methode ist in dieser Richtung noch nicht geprüft worden. Ich habe damit bis jetzt nur Selenelemente von der Modifikation α erhalten; es ist aber noch zu prüfen, ob nicht Modifikation β entstehen kann, wenn das Selen bei 200—217° aufgetragen wird. Ob bei der in wenigen Sekunden vor sich gehenden Kristallisation die Bildung der Modifikation β möglich ist, scheint mir fraglich.

Nach der Siemensschen Methode haben Siemens und Schrott nur Modifikation α erhalten. Pochettino und Trabacchi, die äußerst langsame Abkühlung anwendeten, haben gefunden, daß diese Zellen ihr Verhalten mit der Zeit ändern und nach ca. 1 Monat negative Lichtempfindlichkeit (Modifikation β) zeigen. Es bedarf noch der Untersuchung, ob diese Zellen, wenn die konstante Temperatur möglichst hoch gewählt wird, nicht schon während der Abkühlung und kurz nach derselben innerhalb bestimmter Temperaturgrenzen einen positiven Temperaturkoeffizienten oder negative Lichtempfindlichkeit zeigen. Nach Marc braucht geschmolzenes Selen bei 200° ca. 3—4 Stunden zur vollständigen Kristallisation, unreine Präparate unter Umständen noch wesentlich länger; bei äußerst langsamer Abkühlung geschmolzenen Selens vergeht oft geraume Zeit, ohne daß Kristallisation eintritt; es genügt aber, über die Masse zu hauchen, um alsbaldige Kristallisation an irgendeinem Teile anzuregen, die sich nun mit großer Geschwindigkeit fortsetzt. Dieses Verfahren bildet einen Übergang der Siemensschen Methode in die Riessche.

Die Smithsche Methode liefert nach Wahl Modifikation α und β; sie ist die zuverlässigste von allen.

Die verschiedenen, von einigen Physikern angegebenen Formen des Selens (hartes und weiches Selen von Ruhmer, hartes und weiches Selen von Hesehus, Modifikation I, II, III von Siemens etc.) sind nur mehr oder weniger gute Formen der beiden angeführten Modifikationen α und β.

Schließlich muß ich noch auf eines hinweisen. Ich habe oben angeführt, daß rasche Abkühlung die Lichtempfindlichkeit (wenigstens unter 200°) fördert, eine Beobachtung von mir, die mit den Marcschen Resultaten nicht übereinzustimmen scheint. Marc hat nämlich gefunden, daß seine stark unterkühlten Präparate keine Lichtempfindlichkeit besaßen; näherte sich aber das Präparat allmählich dem Gleichgewichtszustand, so wurde es mehr und mehr lichtempfindlich. Marc hat seine Präparate 1—2 Tage auf 200° erhitzt, bis vollständige Kristallisation erfolgte, und dieselben rasch abgekühlt. Dadurch sinkt ihr Widerstand ganz bedeutend auf ein Minimum herab (eine Erscheinung, die von mir bereits in meiner Diss. S. 19 beschrieben ist; Marc scheint jedoch meine Abhandlung ganz entgangen zu sein). Bei diesem Minimum des Widerstandes besitzen die Präparate keine Lichtempfindlichkeit bzw. Widerstandsverringerung bei Belichtung. Sehr bald nach der Unterkühlung zeigen die Präparate eine geringe Andeutung von Lichtempfindlichkeit und nach Verlauf von einigen Stunden findet bereits eine wesentliche Widerstandsabnahme bei Belichtung statt; gleichzeitig erfolgt eine beständige Zunahme des Dunkelwiderstandes. Für jedes Präparat gibt es also ein Minimum des Widerstandes, bei dem keine Lichtempfindlichkeit existiert; mit zunehmendem Widerstand aber entsteht und wächst die Empfindlichkeit bis zum Gleichgewicht.

Es muß unbedingt auffallen, daß bei den Marcschen Präparaten ein Wachsen der (positiven) Lichtempfindlichkeit mit einer Zunahme des Dunkelwiderstandes verbunden war, während sonst gewöhnlich die Zellen Zunahme des Widerstandes und Abnahme der Empfindlichkeit kurz nach der Herstellung aufweisen. Diese von Marc hergestellten Präparate haben eine auffallende Ähnlichkeit mit den oben beschriebenen von Pochettino und Trabacchi, nur ist die Umwandlung genau die entgegengesetzte. Pochettino und Trabacchi beobachteten erst hohen Widerstand und positive Empfindlichkeit dann Abnahme des Widerstandes und Abnahme der Empfindlichkeit, schließlich auf-

fallend niedrigen Widerstand und keine Lichtempfindlichkeit bzw. negative Empfindlichkeit. Marc fand erst auffallend niedrigen Widerstand und keine Empfindlichkeit, dann Zunahme des Widerstandes und Auftreten der (positiven) Empfindlichkeit, also genau die entgegengesetzte Reihenfolge der Erscheinungen. Wenn man ferner bedenkt, daß die Marcschen Präparate 2 Tage auf 200° erhitzt wurden und teils positiven teils negativen Temperaturkoeffizienten besaßen, so gehören sie sicher zur Modifikation β und dürften vielleicht auch bei der Abkühlung innerhalb gewisser Grenzen negative Lichtempfindlichkeit besessen haben. In dieser Beziehung wurden die Präparate nicht untersucht. Die genau entgegengesetzte Reihenfolge im Auftreten der Erscheinungen aber erklärt sich vielleicht aus der entgegengesetzten Erhitzung (von oben bzw. von unten) oder aus der gerade entgegengesetzten Abkühlung, welche bei Marc sehr rasch, bei Pochettino äußerst langsam erfolgte. Es dürfte demnach die von Marc unter seinen Versuchsbedingungen bei rascher Abkühlung beobachtete Unempfindlichkeit des Selens kein Beweis gegen meine entgegengesetzte Beobachtung sein, welche speziell für Modifikation α gilt.

(Eingegangen 28. Januar 1908.)

Über das Bandenspektrum des Fluorkalziums.

Von B. Walter.

Vor kurzem hat A. Dufour[1]) mitgeteilt, 1. daß die Banden des in einer sehr heißen Flamme verflüchtigten Fluorkalziums sämtlich die Zeemansche Erscheinung zeigen, während sonst bekanntlich die Bandenspektra vom magnetischen Felde nicht beeinflußt werden, und 2. daß die Drehung der Schwingungen des Lichtes im magnetischen Felde bei einigen jener Banden im umgekehrten Sinne gerichtet ist wie bei sämtlichen anderen bisher untersuchten Emissionsspektren, so daß also in diesem Falle die Annahme positiver Elektronen berechtigt erscheine.

Besonders deutlich zeigt sich dieser anomale Zeeman-Effekt nach Dufour bei den von Fabry[2]) mit D und D' bezeichneten Banden des in Rede stehenden Stoffes, deren Köpfe nach Dufour bezw. die Wellenlänge 6036,96 und 6050,81 haben, während die nahegelegene und auch ähnlich gebaute Bande D'', deren Kopf bei $\lambda = 6064{,}49$ liegt, eigentümlicherweise den normalen Effekt zeigt, der aber seiner absoluten Größe nach auch hier mit demjenigen von D und D' übereinstimmt.

Dieses eigentümliche Verhalten der Banden des Flußspatspektrums gibt mir Veranlassung, auf zwei ebenfalls ungewöhnliche und deshalb möglicherweise damit in Zusammenhang stehende Erscheinungen in diesem Spektrum hinzuweisen, welche ich bereits im Jahre 1902 an der damals eben bekannt gewordenen Bremerschen Bogenlampe, deren Kohlen ja die genannte Substanz enthalten, beobachtet und auch bei Gelegenheit eines Vortrages im hiesigen Naturwissenschaftlichen Verein im April jenes Jahres vorgeführt habe. Die erste dieser Erscheinungen besteht darin, daß bei mehreren der Banden des Flußspatspektrums — bei der weiter unten zu beschreibenden Beobachtungsweise — sämtliche Einzellinien umgekehrt erscheinen — ein Phänomen, das meines Wissens bei einem Bandenspektrum bisher ebenfalls noch nicht beobachtet wurde — und die zweite darin, daß die Linien der Bande D''' Fabrys, für deren Kopf sich aus der von diesem Beobachter angegebenen Schwingungszahl eine Wellenlänge von 6087,24 (in Luft) berechnet, niemals umgekehrt zu sehen sind, trotzdem die ganz ähnlich gebauten, wenn auch viel intensiveren Banden D'' D' und D die Umkehrerscheinung von allen Banden des Spektrums weitaus am stärksten zeigen. Außer bei ihnen konnte ich nämlich dieselbe nur noch bei der nach einem ganz anderen Typus aufgebauten Bande B Fabrys im Grün beobachten, deren Kopf nach diesem Beobachter bei $\lambda = 5290{,}94$ liegt; aber auch hier nur dann, wenn man die in der unmittelbaren Nähe des positiven Poles gelegenen Teile des Lichtbogens auf den Spalt projizierte, und wenn dann an diesem Pole eine besonders starke Verdampfung des Salzes stattfand. Bei den Linien der Banden D, D' und D'' dagegen war das Umkehrstadium fast für den ganzen Lichtbogen als das normale anzusehen; und nur, wenn man die Ränder des letzteren auf den Spalt projizierte, erschienen diese Liniensysteme hell. Im andern Falle dagegen sah man ganz deutlich, daß nicht eigentlich die beim ersten Hinblick als einzelne Linien erscheinenden, gröberen Bestandteile jener Banden, sondern vielmehr die sämtlichen noch viel feineren Bestandteile dieser scheinbaren Linien umgekehrt waren. Eine jede solche Linie stellt nämlich, wie auch von Fabry angegeben wird, für sich wieder eine kleine, sehr schnell abfallende Bande dar, deren Einzellinien schon so dicht beieinander liegen, daß sie selbst mit einem Rowlandschen Gitter nur noch eben als getrennte Linien gesehen werden können.

Es verdient noch besonders hervorgehoben zu werden, daß es bei den von mir beobach-

1) A. Dufour, Compt. rend. **146**, 118, 1908.
2) Ch. Fabry, Compt. rend. **138**, 1581, 1904.

teten Umkehrerscheinungen die Bande D''' ist, welche sich anders verhält als die drei Banden D'', D' und D, während bei den Versuchen von Dufour die Bande D'' das entgegengesetzte Verhalten der beiden Banden D' und D zeigt. Die Bande D''' dagegen wird von diesem Beobachter überhaupt nicht erwähnt — wahrscheinlich, weil sie bei seiner Lichtquelle nicht mehr zu sehen war; denn auch im Lichtbogen ist sie erheblich schwächer als die drei anderen; und dies ist auch wohl hauptsächlich der Grund, weshalb diese letzteren hier die Umkehrerscheinung zeigen, jene erstere aber nicht. Immerhin bleibt bei dem sonst so gleichartigen Aufbau der vier Banden das verschiedenartige Verhalten derselben doch sehr bemerkenswert.

Was schließlich die von mir angewandte Beobachtungsmethode angeht, so wurde gegen die offen brennende Bremer-Lampe zur Abblendung des überflüssigen Lichtes von unten her ein großer, oben offener Messinghohlzylinder geschoben, in welchem auf einem aus Metallblech gebildetem, festgelötetem Tische — seitwärts vom Bogen — ein Metallspiegel aufgestellt war, der das Licht desselben in horizontaler Richtung — durch eine Öffnung des Zylinders auf ein photographisches Objektiv lenkte, das seinerseits ein sauberes Bild des Bogens auf dem Spalte des Spektroskops entwarf. Dieses bestand aus einem Spektrometer, auf dessen Tisch ein Rowlandsches Plangitter mit etwa 2,5 × 2,0 cm wirksamer Fläche und 568 Linien auf das Millimeter aufgestellt war.

Hamburg, physikalisches Staatslaboratorium.

(Eingegangen 13. Februar 1908.)

Über die Untersuchung flüssiger Kristalle im konvergenten polarisierten Licht.

Von Ernst Sommerfeldt.

Bekanntlich hat Vorländer[1]) kürzlich die Untersuchung flüssiger Kristalle zwischen gekreuzten Nicols im konvergenten Licht vorgenommen und dadurch zur Kenntnis des pseudoisotropen Zustandes einen wichtigen Beitrag geliefert. Die früheren Beobachtungen Lehmanns hierüber, welche nur im parallelen Licht angestellt wurden, erwiesen noch nicht vollkommen zwingend die Analogie pseudoisotroper Schichten mit senkrecht zur optischen Achse durchschnittenen einachsigen Kristallen, erst die Achsenbilder, welche Vorländer beschreibt, lassen an dieser merkwürdigen Analogie keinen Zweifel.

Es gelang mir nun, Substanzen aufzufinden, welche mit noch einfacheren Hilfsmitteln als die von Vorländer selbst dargestellten komplizierten Zimtsäurederivate Achsenbilder im flüssigen Zustand zeigen, und zwar besteht die Vereinfachung darin, daß die Achsenbilder in meinen Fällen bei gewöhnlicher Zimmertemperatur sich bequem beobachten lassen, daß man also nicht die bei Vorländers Substanzen notwendige Erhitzung während der Sichtbarmachung des betreffenden Aggregatzustandes vorzunehmen braucht.

Die von mir benutzten Substanzen sind Ammonium oleinicum und Kalium oleinicum, welche ich in der von Merck bezogenen Qualität ohne weitere Behandlung benutzte[1]); das Ammoniumsalz ist weit durchsichtiger als das Kaliumsalz und wegen dieses Umstandes ist das Kaliumsalz nur in Mischungen mit dem Ammoniumsalz verwertbar, das reine Kaliumsalz erwies sich als zu trübe. Das reine Ammoniumsalz zeigt meist vollkommene Einachsigkeit, wenn es ohne Anwendung unnötigen Druckes auf den Objektträger aufgetragen wird; durch Druck sowie stärkeres Erwärmen wird aber bewirkt, daß die Schicht ein solches Achsenbild aufweist, wie es zweiachsige und senkrecht zur spitzen Mittellinie durchschnittene Kristalle zeigen.

Die Größe der Doppelbrechung ist ungefähr ebenso groß wie bei den Feldspaten, es ist aber nicht möglich, z. B. durch Anwendung einer Schicht von 2 mm Dicke, ein Achsenbild mit so hohen Interferenzfarben zu erlangen, wie es ein 2 mm dicker Feldspat aufweisen würde, vielmehr zeigen so dicke Schichten unserer Substanz gänzlich verschwommene Achsenbilder; es ist weder bei den Substanzen Vorländers — soweit ich dieselben kenne — noch bei meinen möglich, die Höhe der Interferenzfarben über ein bestimmtes Maximum durch Vergrößerung der Schichtdicke zu steigern, und zwar wird dieses Maximum schon für eine nur Bruchteile eines Millimeters betragende Schichtdicke erreicht.

Durch Beimischung von Kalium oleinicum zu dem analogen Ammoniumsalz kann nun die Stärke der Doppelbrechung vergrößert werden, denn es gelang mir, an diesen flüssigen Mischkristallen den ersten farbigen Ring mit sämtlichen Interferenzfarben erster Ordnung in das Gesichtsfeld zu bringen, beim reinen Ammoniumsalz hingegen waren nur die beiden Balken und bisweilen am Rande des Gesichtsfeldes eben noch ein dem Beginn des ersten Farben-

1) Zeitschr. f. physik. Chemie **61**, 169, 1907.

1) Das liquo-kristalline Verhalten dieser Substanzen erkannte schon Lehmann.

ringes entsprechender gelbbrauner Saum sichtbar.

Daher ist die Stärke der Doppelbrechung von diesen Mischkristallen ungefähr ebenso groß, wie bei dem pseudoisotropen Anisolaminozimtsäureäthylester, von welchem ich ein Originalpräparat durch die Freundlichkeit Professor Vorländers — für welche ich demselben auch hier bestens danke — erhielt. Es weisen mithin diese Mischkristalle bei Zimmertemperatur fast genau die gleichen Achsenbilder auf, wie die genannte Substanz Vorländers beim Erhitzen, das reine Ammoniumsalz zeigt infolge der schwächeren Doppelbrechung weniger farbenprächtige, aber ebenso beweiskräftige Erscheinungen.

Tübingen, den 25. Januar 1908, Mineralogisches Institut der Universität.

(Eingegangen 2. Februar 1908.)

Über die Wärmeleitung in Gemischen zwischen Argon und Helium.[1])

Von Johannes Wachsmuth.

Alle Untersuchungen, welche bisher über die Wärmeleitung von Gasen angestellt wurden, erstreckten sich, von Luft abgesehen, fast ausschließlich auf einfache Gase. Nur die Arbeit von Alexandra Wassiljewa[2]) behandelt die Wärmeleitung von Gemischen zwischen Sauerstoff und Wasserstoff auf experimenteller Grundlage. Dabei ergeben sich insofern merkwürdige Verhältnisse, als in der bekannten theoretischen Beziehung

$$k = f \cdot \eta \cdot c_v .^3)$$

der Faktor f, der nach einer Theorie für alle Gase denselben Wert hat, nach einer anderen für jedes Gas verschieden ausfällt, hier von Gemisch zu Gemisch seinen Wert in eigentümlicher Weise ändert.

Für die einatomigen Gase Argon und Helium ist nun von Schwarze[4]) in Übereinstimmung mit der Maxwellschen, von Boltzmann[5]) verbesserten Theorie $f = 2{,}5$ gefunden. Es bot daher ein gewisses Interesse, zu untersuchen, ob — was immerhin möglich war — auch in Gemischen dieser beiden Gase der Wert 2,5 auftritt, oder ob sich die analoge Erscheinung wie in den erstgenannten Gemischen einstellt. Diese Frage zu entscheiden, war der Zweck der vorliegenden Arbeit, die auf Anregung und mit gütiger Unterstützung des Herrn Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. Dorn unternommen wurde.

Die Messungen wurden nach der Schleiermacherschen Methode vorgenommen. Ein Platindraht ist im Innern eines Glasrohres ausgespannt. Das zu untersuchende Gas kann unter beliebigem Druck in das Glasrohr gefüllt werden. Während nun der Platindraht durch einen galvanischen Strom erwärmt wird, hält man gleichzeitig die äußere Glaswand der Röhre auf konstanter Temperatur. Infolgedessen wird auch nach einiger Zeit die Temperatur des Drahtes stationär werden. Ist dieser Zustand erreicht, so wird die im Draht erzeugte Wärme in gleichem Maße, wie sie erzeugt wird, durch Strahlung und Leitung abgegeben. Diese Wärmemenge kann man aus der Stromstärke des durch den Draht geschickten Stromes und dem Widerstand des Platindrahtes nach dem Joule schen Gesetz berechnen. Aus dem Widerstand des Drahtes und seiner Änderung mit der Temperatur findet man weiter die Temperaturerhöhung des Drahtes gegenüber dem Bade. Die dem Draht durch Strahlung entzogene Wärmemenge muß natürlich durch besondere Versuche ermittelt werden. Durch Subtraktion dieser Wärmemenge von der ganzen entwickelten Wärme ergibt sich sofort die durch Leitung übergeführte. Sind endlich noch die Dimensionen von Draht und Röhre bekannt, so hat man alle Daten zur Berechnung des Wärmeleitungskoeffizienten. An dem so gefundenen Werte sind noch Korrektionen anzubringen, die aber für die vorliegende Arbeit nur zum Teil berücksichtigt zu werden brauchten. Auf das Endresultat haben keinen Einfluß die Ableitung durch die Enden des Hauptdrahtes und der Temperatursprung im Gase[1]) an der Glaswand. Dagegen muß der Fehler berücksichtigt werden, der von dem Wärmeverlust des Hauptdrahtes durch die beiden dünnen Elektroden herrührt; durch ihn wird eine Verkleinerung des Koeffizienten der Wärmeleitung hervorgerufen. Eine Vergrößerung von k_0 wird durch die schlechte Leitfähigkeit des Glases bewirkt. Beide Korrektionen sind an den Endresultaten unter $k_{0\ \mathrm{korr.}}$ angebracht.

Die Untersuchungen wurden mit zwei Apparaten ausgeführt, deren Beschreibung sich in der Arbeit von W. Schwarze[2]) findet, und auf die ich daher verweise.

In der folgenden Tabelle sind die Konstanten der Apparate angegeben.

Die Apparate wurden horizontal nebeneinander in Stative gespannt und in ein Gefäß aus Eisenblech mit etwa 15 l Inhalt eingesenkt.

1) Nach der Dissert. des Verf.

2) Diese Zeitschr. **5**, 737, 1904.

3) k Koeffizient der Wärmeleitung, η Koeffizient der inneren Reibung, c_v spez. Wärme bei konstantem Volumen.

4) W. Schwarze, Ann. d. Phys., 4. Folge, Bd. 11.

5) Boltzmann, Vorlesungen über Gastheorie, S. 180.

1) E. Gehrcke, Ann. d. Phys. **2**, 102, 1900.

2) W. Schwarze, Inaug.-Diss. Halle, 1902. S. 7 und Ann. d. Phys. **11**, 304 u. 305, 1903.

	Apparat I[1]		Apparat II[2]	
Länge des Platindrahtes . . .	420,2	mm	417,0	mm
„ zwischen den Elektroden	340,23	„	343,65	„
Durchmesser des Drahtes . .	0,4038	„	0,4014	„
Länge der Elektroden . . .	15,0	„	17,0	„
Durchmesser der Elektroden .	0,1	„	0,1	„
Lichter Durchmesser der Röhren	23,710	„	15,653	„
Dicke der Glaswand	0,849	„	0,983	„
Widerstand w_0 des Drahtes bei 0°	0,47454	Ω	0,48170	Ω

Das Gefäß enthielt das Bad von konstanter Temperatur — fein geschabtes Natureis oder siedendes Wasser.

Eine Kundtsche Feder diente dazu, die Verbindung zwischen einer Quecksilberpumpe nach Töpler-Hagen und den Apparaten herzustellen. Zwischen den Apparaten und der Feder war noch ein mit Blattgold und Blattsilber gefülltes Rohr eingeschaltet, um etwaigen in der Gasmischung enthaltenen Quecksilberdampf vor Eintritt in den Apparat festzuhalten. Von der Pumpe aus führte eine zweite Kundtsche Feder zu einem γ-förmigen Rohr, welches es ermöglichte, durch Heben einer mit einem Schlauch am unteren Ende befestigten Füllkugel einen Quecksilberabschluß herzustellen und so jeden mit Fett gedichteten Hahn als Abschluß zu vermeiden. Das freie Ende des γ-förmigen Rohres führte zu den Apparaten, welche die reinen Gase resp. deren Mischungen enthielten.

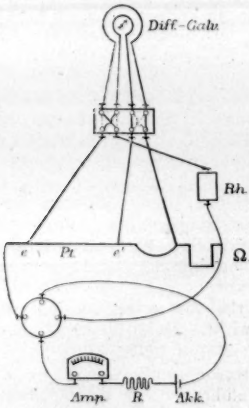


Fig. 1.

Den Strom zur Erwärmung des Platindrahtes auf die gewünschte Temperatur lieferte ein Akkumulator. Dieser dadurch gebildete Hauptstromkreis (Fig. 1) enthielt außerdem noch eine Wolffsche Widerstandseinheit aus Manganin Ω, die von der Physikalisch-technischen Reichsanstalt geprüft war, ein Präzisionsamperemeter von Siemens & Halske und einen Regulierwiderstand R, um eine bestimmte Stromstärke herstellen zu können. Die Widerstandseinheit hing in einem Petroleumbade und hatte bei 22,2° C genau 1 Ω. Das Amperemeter wurde vor Beginn der Versuche mit einem Silbervoltameter geeicht.

Von dem Hauptstromkreise gingen zwei Abzweigungen ab. Die eine führte, von den an den Hauptdraht angelöteten Elektroden e und e' ausgehend, durch die eine der Differentialrollen eines Panzergalvanometers nach Du Bois-Rubens mit vorzüglicher Isolation, das zu den eigentlichen Leitungsbeobachtungen diente. Die zweite Abzweigung des Hauptstromkreises ging von der Widerstandseinheit aus und umfaßte die zweite Rolle des Galvanometers sowie einen Kurbelrheostaten aus Manganin Rh. Die Widerstände jeder Hälfte des Differentialgalvanometers betrugen etwa 1400 Ohm. Sie wurden wegen ihrer Änderung mit der Zimmertemperatur vor und nach jedem Versuche mit Hilfe eines zweiten Galvanometers bestimmt.

Der Widerstand w_0 wurde dadurch ermittelt, daß im Hauptstromkreise ein Strom von 0,03 Amp. benutzt wurde. Die Temperaturerhöhung ist in diesem Falle merklich = 0. Für die Wärmeleitungsversuche wurden Ströme von 0,5 bis 0,7 Amp. benutzt.

Zur Berechnung des Koeffizienten der Wärmeleitung diente die Formel:

$$k = \frac{[0{,}239\, i^2 w_0 (1 + \alpha u) - S_u]}{2\pi l (u - u')} \cdot ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right).$$ [1]

Hierin bedeutet:

k den Koeffizienten Wärmeleitung,
u die Temperatur des Drahtes,
u' die Temperatur des Bades,
r_1 den Radius des Drahtes,
r_2 den Radius der Glasröhre,
l die Länge des Drahtes,
S_u die bei der Temperatur u durch die Strahlung fortgeführte Wärmemenge. (Sie wurde aus den unten angegebenen Tabellen durch Interpolation ermittelt.)

Die Temperatur u ergab sich aus der Beziehung:

$$w_u = w_0 (1 + \alpha u),$$

worin der Temperaturkoeffizient der Widerstandsänderung der Platindrähte α den Wert hat:

$$\alpha = 0{,}0020886 - 0{,}00000025 \cdot u.$$

Die folgenden Werte für die Strahlung sind in Grammkalorien pro Sekunde angegeben:

1) W. Schwarze, Inaug.-Diss. Halle, 1902, S. 7 und Ann. d. Phys. 4. Folge, Bd. 11, S. 304 u. 305.
2) P. Günther, Inaug.-Diss. Halle, S. 11, 1906.

1) W. Schwarze, Ann. d. Phys., (4) 11, S. 307—308.

Apparat. I[1])

$u' = 0^0$		$u' = 99{,}8^0$	
u	S in Grammkal. pro Sek.	u	S in Grammkal. pro Sek.
4,85°	0,0002955	103,72°	0,000676
7,89°	0,0004868	109,55°	0,001469
12,28°	0,0007590	116,11°	0,002410

Apparat II.[2])

$u' = 0^0$		$u' = 100^0$	
u	S in Grammkal. pro Sek.	u	S in Grammkal. pro Sek.
2,34°	0,0001126	104,19°	0,000500
5,33°	0,0002815	108,50°	0,001107
7,61°	0,0004101	114,35°	0,001815
11,85°	0,0006736		

Es mögen nun noch einige Angaben über die Darstellung der benutzten Gase gemacht werden. Das Argon wurde aus flüssiger Luft gewonnen; und zwar wurde 1 l auf etwa 130 ccm verdampft. Dadurch wurde erreicht, daß der Rest der flüssigen Luft frei von Neon war, das sich bei der Reinigung nur sehr schwer beseitigen läßt. Die leicht kondensierbaren Gase Krypton und Xenon kann man dagegen sehr leicht durch Abkühlung mit fester Kohlensäure und Äther entfernen. Im allgemeinen wurde die Behandlung der aufgefangenen Luft nach den Angaben von H. Schultze[3]) vorgenommen. In ähnlicher Weise wurde das Helium, das durch Glühen von Monazitsand gewonnen wurde, behandelt. Die letzten Verunreinigungen des Heliums, welche in geringen Beimengungen von Argon bestanden, wurden mittels Kokosnußkohle durch Abkühlung auf die Temperatur der flüssigen Luft beseitigt. Die Bestimmung der Dichte ergab beim Argon den richtigen Wert 19,964, während beim Helium der zu große Wert 2,0375 gefunden wurde. Tatsächlich erwies es sich auch bei der spektralanalytischen Untersuchung als nicht vollständig rein; es traten nämlich Linien im Spektrum auf, deren Herkunft bis jetzt noch nicht klargestellt werden konnte.

Der Prozentgehalt der untersuchten Gemische an Argon und Helium wurde ermittelt aus der Dichte des Gemisches und der der einzelnen Gase. Die dazu nötigen Wägungen konnten sehr genau vollzogen werden mittels einer Wage mit Spiegelablesung, die gegen äußere Erschütterungen und Temperaturänderungen aufs sorgfältigste geschützt war.[4])

Zur Ausführung der Versuche wurde das Gasgemisch unter einem Drucke p von nahezu 100 mm in die Apparate eingelassen. Eine Erniedrigung des Druckes wurde durch Abpumpen erreicht. In den folgenden Tabellen sind die Resultate der Untersuchungen niedergelegt. Die Größe $\frac{L}{u-u'}$, welche der Wärmeleitfähigkeit proportional ist, ist bereits auf die Temperaturen 0^0 resp. 100^0 korrigiert. L bedeutet hierin die durch Leitung übergeführte Wärmemenge in Grammkalorien pro Sekunde; die übrigen in den Tabellen auftretenden Bezeichnungen behalten die frühere Bedeutung bei. Der Prozentgehalt der beiden Gase ist am Kopfe jeder Tabelle angeführt.

Untereinander verglichen, zeigen die Zahlenwerte eine befriedigende Übereinstimmung. Ich habe daher bei allen Mischungen zur Berechnung von k_0 die Mittelwerte für $\frac{L_0}{u-u'}$, ver-

Mischung I. Apparat I.[1])

Ar: 72,96 %. *He*: 27,04 %.

p	$u-u'$	$\frac{L_0}{u-u'}$	$u-u'$	$\frac{L_{100}}{u-u'}$
80,5	7,77	0,003906	3,24	0,005021
—	4,61	0,003923	—	—
—	6,39	0,003915	—	—
70,8	13,76	0,003907	8,30	0,005006
—	7,93	0,003900	8,64	0,005001
—	9,12	0,003904	9,82	0,005019
—	9,60	0,003923	—	—
—	10,06	0,003915	—	—
62,5	10,01	0,003896	6,71	0,005004
—	8,08	0,003871	8,54	0,005018
—	—	—	8,15	0,005034
40,9	8,89	0,003900	10,56	0,004978
—	11,34	0,003875	7,66	0,005007
—	8,36	0,003873	—	—

Mischung I. Apparat II.

Ar: 72,96 %. *He*: 27,04 %.

p	$u-u'$	$\frac{L_0}{u-u'}$	$u-u'$	$\frac{L_{100}}{u-u'}$
80,5	4,09	0,004389	—	—
—	6,27	0,004405	—	—
70,8	8,69	0,004419	10,47	0,005663
—	7,17	0,004401	—	—
—	8,29	0,004394	—	—
—	12,40	0,004388	—	—
—	9,13	0,004382	—	—
62,5	9,16	0,004419	7,66	0,005742
—	7,07	0,004395	10,23	0,005743
—	—	—	7,43	0,005686
—	—	—	7,51	0,005724
40,9	8,12	0,004357	9,54	0,005660
—	10,29	0,004344	6,86	0,005734
—	7,54	0,004371	—	—
—	9,06	0,004405	—	—

1) W. Schwarze, Ann. d. Phys., (4) 11, S. 311.
2) P. Günther, Inaug. Diss., Halle 1906, S. 20.
3) H. Schultze, Ann. d. Phys., (4) 5, S. 156–160.
4) Nähere Angaben über diese Wage und die Wägungsmethode vgl. E. Dorn, diese Zeitschr. 4, 530, 1903.

1) L_0 bezieht sich auf die Versuche mit Eis, L_{100} auf die bei siedendem Wasser.

Mischung II. Apparat I.

Ar: 54,63 %. *He*: 45,37 %.

p	$u-u'$	$\frac{L_0}{u-u'}$	$u-u'$	$\frac{L_{100}}{u-u'}$
89,3	7,32	0,005707	4,91	0,007338
—	5,02	0,005738	6,32	0,007309
—	5,05	0,005674	—	—
68,4	8,37	0,005661	6,25	0,007345
—	7,12	0,005663	8,14	0,007295
—	9,66	0,005661	—	—
47,3	5,04	0,005688	9,24	0,007249
—	7,21	0,005631	9,24	0,007256
—	9,59	0,005650	6,62	0,007229
—	—	—	9,19	0,007258
—	—	—	6,62	0,007255
31,3	7,53	0,005646	8,23	0,007246
—	9,06	0,005596	9,22	0,007241
—	—	—	7,48	0,007288

Mischung II. Apparat II.

Ar: 54,63 %. *He*: 45,37 %.

p	$u-u'$	$\frac{L_0}{u-u'}$	$u-u'$	$\frac{L_{100}}{u-u'}$
89,3	5,41	0,006371	5,71	0,008299
—	4,55	0,006408	4,50	0,008254
68,4	6,63	0,006421	7,37	0,008236
—	8,78	0,006351	5,65	0,008329
—	6,47	0,006372	—	—
—	7,61	0,006357	—	—
47,3	6,48	0,006412	8,37	0,008294
—	4,50	0,006366	5,92	0,008282
—	8,69	0,006346	8,26	0,008243
—	—	—	4,81	0,008265
31,3	6,86	0,006330	7,33	0,008296
—	8,60	0,006337	6,73	0,008214
—	—		4,79	0,008209

Mischung III. Apparat I.

Ar: 15,32 %. *He*: 84,68 %.

p	$u-u'$	$\frac{L_0}{u-u'}$	$u-u'$	$\frac{L_{100}}{u-u'}$
88,9	3,33	0,01222	3,84	0,01611
—	3,90	0,01239	3,25	0,01598
—	4,46	0,01224	—	—
67,0	4,49	0,01214	2,51	0,01620
—	2,84	0,01233	3,15	0,01619
—	3,53	0,01227	3,79	0,01601
46,4	4,46	0,01217	3,03	0,01599
—	3,86	0,01222	4,14	0,01620
—	3,03	0,01201	—	—
1,8	4,08	0,01208	4,18	0,01609
—	3,59	0,01195	3,60	0,01629

Mischung III. Apparat II.

Ar: 15,32 %. *He*: 84,68 %.

p	$u-u'$	$\frac{L_0}{u-u'}$	$u-u'$	$\frac{L_{100}}{u-u'}$
88,9	4,00	0,01386	2,88	0,01833
—	3,43	0,01384	3,56	0,01825
—	3,04	0,01362	—	—
67,0	4,12	0,01346	3,39	0,01836
—	3,22	0,01375	2,22	0,01856
—	2,48	0,01397	2,75	0,01810
46,4	2,46	0,01383	3,28	0,01840
—	4,03	0,01350	2,77	0,01826
—	2,74	0,01352	—	—
31,8	3,09	0,01364	2,69	0,01830
—	3,68	0,01352	3,25	0,01828

Mischung IV. Apparat I.

Ar: 5,39 %. *He*: 94,61 %.

p	$u-u'$	$\frac{L_0}{u-u'}$	$u-u'$	$\frac{L_{100}}{u-u'}$
96,3	2,66	0,01554	3,07	0,02071
—	3,46	0,01576	2,57	0,02028
—	3,00	0,01569	—	—
84,0	3,44	0,01539	2,53	0,01997
—	3,08	0,01535	2,85	0,02040
—	3,52	0,01531	3,20	0,01991
62,2	3,52	0,01510	2,99	0,02007
—	3,17	0,01534	3,91	0,02006
—	3,51	0,01550	—	—
40,7	2,99	0,01545	3,32	0,01999
—	3,43	0,01533	—	—
—	3,61	0,01517	—	—

Mischung IV. Apparat II.

Ar: 5,39 %. *He*: 94,61 %.

p	$u-u'$	$\frac{L_0}{u-u'}$	$u-u'$	$\frac{L_{100}}{u-u'}$
96,3	2,71	0,01765	2,87	0,02264
—	2,45	0,01719	—	—
—	3,18	0,01743	—	—
84,0	2,76	0,01697	2,89	0,02234
—	3,18	0,01781	—	—
—	3,18	0,01743	—	—
62,2	2,80	0,01698	2,73	0,02188
—	3,15	0,01743	2,93	0,02211
—	3,02	0,01739	3,05	0,02228
40,7	2,73	0,01721	2,78	0,02213
—	3,16	0,01701	2,70	0,02233

wendet. Aus ihnen erhält man k_0 durch die Formel:

$$k_0 = \frac{L_0}{u-u'} \cdot \frac{ln \frac{r_2}{r_1}}{2\pi l}.$$

Neben diese so gefundenen Werte von k_0 sind in der nächsten Tabelle diejenigen gesetzt, welche sich nach Anbringung der Korrektionen infolge der Fehlerquellen ergeben. Die Zahlen für reines Argon und reines Helium sind der Vollständigkeit wegen mit angegeben. [1])

% *Ar*	% *He*	k_0 unkorr.	k_0 korr. [2])
100,00	—	—	0,00003894
72,96	27,04	0,0000744	0,00007415
54,63	45,37	0,0001080	0,0001077
15,32	84,68	0,0002321	0,0002320
5,39	94,61	0,0002937	0,0002939
—	100,00	—	0,0003386

Die Werte $k_{0\,\text{korr.}}$ habe ich nun in einem Koordinatensystem als Ordinaten, den Prozentgehalt an Argon bzw. Helium als Abszissen aufgetragen (Fig. 2).

Wie bereits oben hervorgehoben wurde, besteht für ein einfaches Gas die Beziehung:

$$k_0 = f \cdot \eta_0 \cdot c_v,$$

worin also nach den Beobachtungen von W. Schwarze für die reinen Gase Argon und Helium $f = 2{,}5$ ist.

1) W. Schwarze, Ann. d. Phys., (4) 11, S. 324 resp. 328.
2) Unter k_0 sind bereits die Mittelwerte aus Apparat I und II zu verstehen.

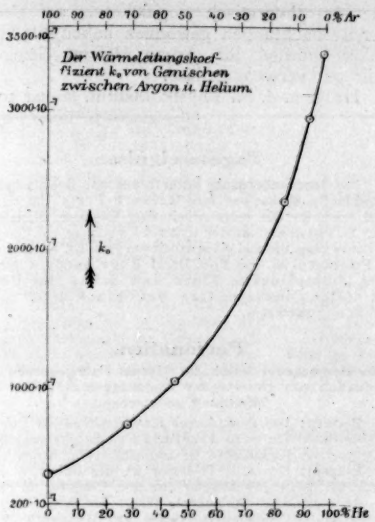


Fig. 2.

Zur Berechnung dieses Faktors f für die untersuchten Gemische beider Gase habe ich die Werte von η_0 der Arbeit von P. Tänzler[1]) entnommen, während die spezifische Wärme c_v nach der Formel

$$c_v = \frac{\mu_1 c_1 + \mu_2 c_2}{\mu_1 + \mu_2}$$

berechnet ist. In dieser Relation bedeuten μ_1 und μ_2 die Massenprozente beider Gase im Gemisch, c_1 und c_2 ihre spezifischen Wärmen bei konstantem Volumen. Die Berechnung von f liefert der Reihe nach für die vier Mischungen: $f_1 = 3{,}479$; $f_2 = 3{,}884$; $f_3 = 3{,}529$; $f_4 = 2{,}962$. Nimmt man hierzu noch den Wert $f = 2{,}5$ für die reinen Gase und stellt diese Zahlenwerte graphisch dar, so ergibt sich eine ansteigende Kurve, die bei etwa 60 Proz. *He* ein Maximum erreicht und von dort aus wieder gegen den Grenzwert 2,5 abfällt (Fig. 3). Eine analoge Erscheinung findet sich, wie oben schon angedeutet, bei Gemischen zwischen Wasserstoff und Sauerstoff, für welche ich nach der Arbeit von Alexandra Wassiljewa[2]) den Faktor f berechnet habe. Auch hier liegt das Maximum der Kurve bei 60 Proz. des leichteren Gases, also bei 60 Proz. Wasserstoff.

Ihre Erklärung findet diese Tatsache, daß sich der Faktor f in der gefundenen Weise ändert, darin, daß die mittlere Weglänge eines Gases durch die Anwesenheit eines zweiten

1) P. Tänzler, Inaug.-Diss., Halle 1906 und Verh. der Deutschen Phys. Ges., VIII. Jahrg., Nr. 12, S. 231.
1) Diese Zeitschr. **5**, 737, 1904.

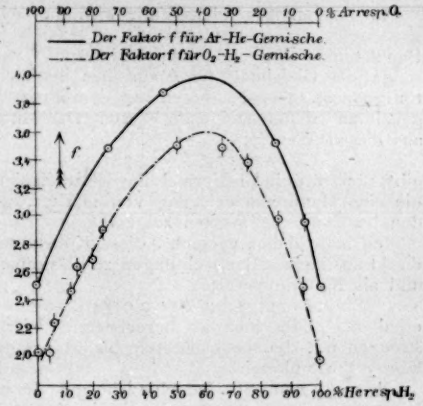


Fig. 3.

Gases beeinflußt wird. Mit Berücksichtigung dieser Änderung der Weglänge ist in der zitierten Arbeit eine Formel abgeleitet, die der Thiesenschen Formel für die innere Reibung[1]) analog gebaut ist. Sie lautet:

$$k = \frac{k_1}{1 + A\frac{p_2}{p_1}} \cdot \frac{k_2}{1 + B\frac{p_1}{p_2}}$$ [2])

Es bedeuten k_1 und k_2 die Wärmeleitungskoeffizienten der Einzelgase, p_1 und p_2 die Partialdrucke; A und B sind für alle Mischungsverhältnisse konstante Größen, die nur von der Beschaffenheit der beiden Gase abhängen. Rechnet man A und B nach ihren theoretischen Ausdrücken aus und setzt die erhaltenen Werte in die Formel ein, so fällt der berechnete Wert für k stets zu groß aus.

Die Theorie selbst bietet nun eine andere Möglichkeit zur Bestimmung von A und B. Zwischen beiden besteht nämlich die Relation:

$$A = \sqrt{\frac{m_1}{m_2}\left(\frac{\eta_1 \varrho_2 \Omega_2}{\eta_2 \varrho_1 \Omega_1}\right)^2} \cdot B,$$

wo m das Molekulargewicht, η den Reibungskoeffizienten, ϱ die Dichte und Ω die Molekulargeschwindigkeit bedeutet. Und zwar ist für:

Argon:	Helium:
$10^7 \eta_1 = 2119$ [3])	$10^7 \eta_2 = 1891$ [4])
$\varrho_1 = 19{,}964$	$\varrho_2 = 2{,}0375$
$\Omega_1 = 381$ [5])	$\Omega_2 = 1162$ [5])
$m_1 = 39{,}5$ [6])	$m_2 = 4{,}3$. [6])

1) M. Thiesen, Verh. d. D. Phys. Ges., IV. Jahrg., Nr. 15, S. 357, 358.
2) Index 1 bezieht sich auf Argon, 2 auf Helium.
3) P. Tänzler, Verh. d. D. Phys. Ges., VIII. Jahrg., Nr. 12, S. 231.
4) H. Schultze, Ann. d. Phys. **6**, 1001.
5) O. E. Meyer, Kinetische Theorie der Gase, 2. Aufl. S. 194, 1899.
6) O. E. Meyer, Kinetische Theorie der Gase, 2. Aufl., S. 197, 1899.

In unserem besondern Falle wird darnach:

$$B = 0{,}94594 \cdot A.$$

Benutzt man dies und rechnet A resp. B vermöge der Gleichung für k aus den Beobachtungen aus, so ergeben sich mit dem Prozentgehalt an Helium steigende Werte. Das Mittel aus diesen Werten:

$$A = 2{,}517; \quad B = 2{,}381$$

gibt, rückwärts in die Formel eingesetzt, Zahlen, die eine Maximalabweichung von 11 Proz. von den beobachteten Werten zeigen.

Ich habe daher versucht, diese Konstanten direkt aus meinen Beobachtungen zu bestimmen und als Näherungswerte

$$A = 0{,}3832; \quad B = 2{,}9184$$

erhalten. Die hiermit berechneten Werte stimmen mit den beobachteten bis auf ungefähr 3 Proz. überein.

Begnügt man sich jedoch nicht mit diesen Näherungswerten, sondern bestimmt A und B aus den Beobachtungen so genau wie möglich, so findet man für beide komplex imaginäre Werte. Indem ich je zwei beobachtete Werte von k zu ihrer Berechnung benutzte, erhielt ich:

$$A_1 = 0{,}16799 + 0{,}35490 \cdot i$$
$$B_1 = 2{,}88287 \pm 0{,}38231 \cdot i$$
$$A_2 = 0{,}14431 + 0{,}29318 \cdot i$$
$$B_2 = 2{,}90911 \pm 0{,}36235 \cdot i$$

und als Mittel:

$$A = 0{,}1562 + 0{,}3240 \cdot i$$
$$B = 2{,}8960 + 0{,}3723 \cdot i.$$

Setzen wir jetzt:

$$A = a_1 + b_1 \cdot i$$
$$B = a_2 + b_2 \cdot i,$$

so läßt sich die oben angeführte Formel für k bei alleiniger Berücksichtigung des reellen Teiles — der imaginäre hebt sich selbstverständlich fort — auf folgende Form bringen:

$$k = \frac{k_1\left(1 + a_1 \frac{p_2}{p_1}\right)}{\left(1 + a_1 \frac{p_2}{p_1}\right)^2 + \left(b_1 \frac{p_2}{p_1}\right)^2} + \frac{k_2\left(1 + a_2 \frac{p_1}{p_2}\right)}{\left(1 + a_2 \frac{p_1}{p_2}\right)^2 + \left(b_2 \frac{p_1}{p_2}\right)^2}.$$

Hierin treten vier statt zwei Konstanten auf, die sich aber schon aus zwei Beobachtungen berechnen lassen. Die nach der umgeformten Gleichung berechneten Werte weichen von den beobachteten noch nicht um 0,5 Proz. ab.

Wenn auch jetzt die einzelnen Wertepaare der vier Mischungen eine sehr gute Übereinstimmung zeigen, so läßt sich aus der ganzen Betrachtung doch nur schließen, daß die Theorie keine brauchbare Formel zur Berechnung des Wärmeleitungskoeffizienten liefert, daß sich dagegen die zuletzt angeführte Relation, die wir aus der theoretisch abgeleiteten auf Grund der Beobachtungen gewonnen haben, als Interpolationsformel für Argon-Helium-Gemische sehr gut verwenden läßt.

Halle a. d. S., Physik. Institut, Januar 1908.

(Eingegangen 31. Januar 1908.)

Tagesereignisse.

Die **Senckenbergsche Naturforschende Gesellschaft in Frankfurt a. M.** hat den von Reinach-Preis, den sie alle zwei Jahre für die beste Arbeit über Geologie, Mineralogie oder Paläontologie aus der weiteren Umgebung von Frankfurt verleihen kann, diesmal einer Arbeit von Prof. Dr. F. Kinkelin in Frankfurt a. M. und Prof. Dr. H. Engelhardt in Dresden über „Oberpliocäne Flora und Fauna des Untermaintales, insbesondere des Frankfurter Klärbeckens" zuerkannt.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Berufen: Der Privatdozent für Chemie an der Universität Greifswald Dr. Otto Anselmino in die pharmazeutische Abteilung des Kaiserlichen Gesundheitamtes in Berlin.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität Innsbruck Dr. Heinrich Mache zum a. o. Professor für Physik an der Technischen Hochschule Wien, der Privatdozent für Physik an der Universität Gießen Dr. Heinrich Willy Schmidt zum a. o. Professor, der o. Professor an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Paul Stäckel zum o. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Karlsruhe, der Ingenieur Otto Kasdorf in Wien zum Professor der Maschinenkunde an der Universität Montevideo, der Ingenieur Hans Bonte zum ord. Professor für Maschinenbau an der Technischen Hochschule Karlsruhe an Stelle des in den Ruhestand getretenen Geh. Hofrat Professor Dr. Karl Keller.

In den Ruhestand: Der Assistent am Chemischen Laboratorium der Universität Leipzig Hofrat Dr. Max Guthzeit.

Verliehen: Dem Dozenten für Maschinenkunde an der Universität Berlin Albrecht von Jhering der Titel eines Geh. Regierungsrates.

Ehrung: Der Professor der mathematischen Astronomie an der Universität Paris Henri Poincaré wurde in die Académie française gewählt, dem a. o. Professor der Chemie an der Universität Halle Dr. Daniel Vorländer wurde die goldene Cothenius-Medaille verliehen.

Gestorben: Der o. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule München Dr. Anton v. Braunmühl, der o. Professor der Mathematik und Astronomie an der Universität Helsingsfors Dr. Lorenz Lindelöf, der durch Forschungen auf dem Gebiete der Spektralanalyse bekannte Gelehrte Henry Clifton-Sorby in Sheffield, der o. Professor der organischen und physiologischen Chemie an der Universität Tübingen Dr. Gustav v. Hüfner.

Gesuche.

Akadem. gebildeter Ingenieur

für das **Röntgenlaboratorium** einer großen Fabrik **gesucht.** Herren, welche auf diesem Spezialgebiet bereits in ersten Stellungen tätig gewesen und fähig sind, die zur Konstruktion modernster Apparate der Röntgentechnik erforderlichen Angaben zu machen, wollen Angebote mit kurzem Lebenslauf, Angabe der Gehaltsansprüche, Referenzen und der Eintrittszeit einreichen an die Exped. dieser Zeitschrift unter **S.H. 266.**

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.